

# Transportprozesse von $K^+$ - und $Cs^+$ -Ionen durch Porositäten in freistehenden Poly(para)Xylylen-Membranen

Dissertation  
zur Erlangung des akademischen Grades  
Doktor der Naturwissenschaften  
(Dr. rer. nat.)

Dem Fachbereich Chemie der  
Philipps-Universität Marburg  
vorgelegt von

Dipl. Phys. Thomas Kolling  
aus Hermeskeil

Marburg/Lahn, 2009



Erstgutachter: Prof. Dr. K.-M. Weitzel

Zweitgutachter: Prof. Dr. B. Roling

Tag der Disputation:

Vom Fachbereich Chemie

der Philipps-Universität Marburg

angenommen am:





Die vorliegende Dissertation entstand im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter der Arbeitsgruppe von Herrn Prof. Dr. Weitzel im Fachbereich Chemie der Philipps-Universität Marburg im Zeitraum von Jan. 2004 bis Feb. 2009.

Mein Dank geht an erster Stelle an Herrn Prof. Dr. Weitzel für die interessante Themensetzung, die Betreuung und Unterstützung, die fachlichen Ratschläge und Diskussionen aber auch für die wissenschaftlichen Freiräume, die mir zum Forschen gewährt wurden.

Herrn Prof. Dr. Roling danke ich für die Erstellung des Zweitgutachtens.

Weiterhin danke ich Herrn Prof. Dr. Harbrecht, unter dessen Kooperation die in dieser Arbeit verwendeten Emittermaterialien hergestellt und mitentwickelt wurden.

Herrn Prof. Dr. Greiner danke ich für das zur Herstellung der in dieser Arbeit untersuchten PPX-Membranen zur Verfügung gestellte Parylen N<sup>®</sup> und die CVD Apparatur der Firma SCS.

Herrn Prof. Dr. Wendorff danke ich für das zur Verfügung gestellte Oberflächenprofilometer der Firma Veeco Sloan Technology mit dessen Hilfe die Schichtdicken der präparierten PPX-Filme bestimmt wurden.

Ein Dankeschön geht auch an alle Mitglieder der Arbeitsgruppe, welche durch ihre vielfältige Unterstützung ebenfalls zum Gelingen dieser Arbeit beitrugen. Insbesondere seien hier genannt:

Frau Waschk, welche sowohl dienstlich als auch privat stets helfend zur Stelle war;

Frau Dr. Nolde und Herr Dr. Athenstädt, für die Hilfe in der Anfangsphase dieser Arbeit und Herrn Dr. Athenstädt, der diese in ihrer Endphase kritisch korrekturlasen;

Frau Dr. Schröck und Herr Dr. Breunig, die das Büro, die schöne Aussicht und viele interessante Diskussionen mit mir teilten;

Frau Dipl. Chem. Unger und Frau Dipl. Chem. Schulze, die in ihren Diplomarbeiten sehr engagiert eine Vielzahl an experimentellen Daten ermittelten

und Herr Dipl. Ing. Schlemmer, welcher mir u. a. bei der Programmierung der LabView VI's mit hilfreichen Ideen und deren praktischer Durchführung half.

Mein Dank gilt auch Herrn Chemielaborant Clemens Pietzonka aus der AG Harbrecht für sein Engagement bei der Herstellung der Emittermaterialien.

Ein wesentlicher Beitrag bei den Modifikationen und Reparaturen der Apparatur kam von den Elektronikern unter Herrn Kröschel und den Feinmechanikern unter Herrn Bepperling, bei welchen ich mich hiermit sehr herzlich für die stets prompte Hilfe bedanke.

Ein ganz besonderer Dank geht an meine Familie, vor allem an meine Eltern und an Karina, für ihre Geduld und Unterstützung, durch welche mir die Arbeit sehr erleichtert wurde.



## Veröffentlichungen:

Thomas Kolling, Eva Unger, Shutao Sun, Karl-Michael Weitzel: ***Transport of Caesium ions through thin poly-p-xylylene films***, Thin Solid Films **517**, 4583, (2009)

Thomas Kolling, Andreas Schlemmer, Clemens Pietzonka, Bernd Harbrecht, Karl-Michael Weitzel: ***Field effects in alkali ion emitters – Transition from Langmuir - Child to Schottky regime***, Journal of Applied Physics (accepted Nov. 2009)

## Vorträge:

### **Transport of ions through thin films or membranes**

Frühjahrstagung (2007) der Deutschen Physikalischen Gesellschaft e.V. in Regensburg

### **Time resolved transport of alkaline ions through thin polymer films or membranes**

Frühjahrstagung (2008) der Deutschen Physikalischen Gesellschaft e.V. in Berlin

### **Time resolved transport of alkali ions through thin polymer films or membranes**

AOFA<sup>15</sup>, 15. Arbeitstagung für Angewandte Oberflächenanalytik (2008) der Fachhochschule Südwestfalen, Hochschule für Technik und Wirtschaft in Soest

## Poster:

### **Transport von Ionen durch dünne Filme**

Materialforschungstag Mittelhessen (2007) der Justus-Liebig-Universität Giessen, Fachhochschule Giessen Friedberg, Philipps-Universität Marburg in Rauischholzhausen

### **Investigations in time resolved transport phenomena of alkaline ions through thin polymer (PPX) films and membranes**

Bunsentagung (2008) der Bunsengesellschaft für Physikalische Chemie e. V. in Saarbrücken



1	Einleitung .....	7
2	Theorie .....	11
	2.1 Methode zur Erzeugung von Alkali-Ionen .....	11
	2.1.1 Thermische Emission aus Festkörpern .....	11
	2.1.2 Chronologische Entwicklung von Alkaliionenquellen .....	13
	2.2 Ionenoptik und Erzeugung kurzer Ionenpulse .....	17
	2.2.1 Ionen in elektrostatischen Feldern .....	18
	2.2.2 Methode zur Erzeugung kurzer Ionenpulse .....	23
	2.2.3 Flugzeit-Massenspektrometer (TOF) .....	39
	2.3 Transportmechanismen in polymeren Membranen .....	40
	2.3.1 Diffusion .....	40
	2.3.2 Geführte Transmission .....	46
3	Experiment .....	53
	3.1 Vakuumapparatur .....	54
	3.1.1 Ionisationskammer: Alter und Neuer Aufbau .....	56
	3.1.2 Zwischenkammer zur Pulserzeugung .....	58
	3.1.3 Hauptkammer .....	60
	3.2 Messplatzsteuerung und Datenerfassung .....	66
	3.2.1 Anordnung zur Charakterisierung der Ionenquelle .....	66
	3.2.2 Optimierung der Linsenspannungen mittels GA / Strahljustage .....	68
	3.2.3 Elektronik zur Erzeugung kurzer Ionenpulse .....	73
	3.2.4 Spannungsversorgung, Zählerelektronik und Datenerfassung TOF II .....	78
	3.2.5 Spannungsversorgung, Zählerelektronik und Datenerfassung TOF I .....	82
	3.2.6 Datenerfassung QMS .....	82
	3.2.7 Elektronik Alte Apparatur / Messungen kontinuierlicher Ionenstrahl .....	85
	3.2.8 Elektronik Alte Apparatur / elektrischer Spiegel im gepulsten Betrieb .....	86
	3.3 SIMION Simulationen .....	89
	3.3.1 Ionenquelle .....	90
	3.3.2 Zwischenkammer & Simulation kurzer Ionenpulse .....	92
	3.3.3 elektrostatischer Spiegel, TOF II und Detektor .....	95
	3.3.4 Simulationen: Ablenkweite $x_{\text{Max}}(U_{\text{P3}}, E_{\text{kin}})$ und $a_{\text{eff}}^{\text{stat}}$ .....	95
	3.4 Präparation der PPX-Membranen .....	97
	3.4.1 CVD-Verfahren .....	97
	3.4.2 Schichtdickenbestimmung .....	99
	3.4.3 Präparation der Membranen auf dem Probenträger .....	100
	3.4.4 Eigenschaften und Struktur von PPX .....	101
	3.5 Ionenemitter .....	103
	3.5.1 Herstellungsprozess .....	103
	3.5.2 Aufbau der Emitter .....	104
4	Ergebnisse und Diskussion .....	107
	4.1 Charakterisierung der Alkali-Ionen-Emitter .....	107
	4.2 Transport von Alkaliionen durch PPX-Membranen / Alter Aufbau .....	130

4.2.1	Erste Ergebnisse mit kontinuierlichem Ionenstrahl .....	130
4.2.2	Erste Ergebnisse mit einem gepulsten Ionenstrahl .....	163
4.3	Strahloptimierung mit genetischem Algorithmus .....	196
4.4	Erzeugung kurzer Ionenpulse / Neuer Aufbau .....	198
4.4.1	Charakterisierung und Korrekturen der Elektronik .....	198
4.4.2	Erzeugung kurzer Alkaliionenpulse .....	202
4.5	Zeitaufgelöster Transport von Alkaliionen durch PPX-Membranen .....	250
4.5.1	Experimentelle Ergebnisse: $^{39}\text{K}^+$ - und $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen .....	250
4.5.2	Analysen zum zeitaufgelösten Transport von $^{39}\text{K}^+$ - und $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen .....	258
5	Zusammenfassung .....	275
6	Ausblick .....	279
7	Literaturverzeichnis .....	281
8	Anhang .....	297
8.1	Ergänzungen zu Kapitel 3.2 .....	297
8.2	SIMION Geometriedateien & Benutzerprogramme .....	303
8.3	Ergänzungen zu Kapitel 4.1 .....	321
8.4	Messreihen / Simulationen / Analysen zu Kapitel 4.2.1 & zu Kapitel 4.2.2 .....	333
8.4.1	Ergänzungen zu Kapitel 4.2.1 .....	333
8.4.2	Ergänzungen zu Kapitel 4.2.2; $\Delta\tau=4\mu\text{s}$ & $\Delta\tau=2\mu\text{s}$ .....	351
8.5	Anhang zu Kapitel 4.3 .....	384
8.6	Anhang zu Kapitel 4.4.1 & 4.4.2 .....	386

# 1 Einleitung

Der Transport von Ionen durch Membranen und dünne Folien mit porösen Strukturen im Skalenbereich von Nanometern ist seit längerem von fundamentalem Interesse in vielen Bereichen der Biologie, Chemie und Physik. Membranen nehmen hierbei eine Schlüsselstellung als Barriere im Transport von Ionen und neutralen Teilchen ein. So ist in biologischen Systemen der selektive Transport von  $\text{Na}^+$ - und  $\text{K}^+$ -Ionen durch Ionenkanäle der Zellmembran von fundamentaler Bedeutung im Bereich der Wahrnehmung und des dabei stattfindenden Signal- und Informationstransfers [1]. Die Strukturen und energetischen Aspekte des Ionentransports und die Selektivität natürlicher Ionenkanäle sind weitestgehend verstanden. Der Fokus des Interesses richtet sich zurzeit in diesem Bereich auf theoretische Modelle der Ionenkanäle und Studien mit künstlichen Ionenkanälen zum besseren Verständnis der Ionenselektivität [2,3]. Beim Transport von Ionen durch Membranen mit Poren oder Kapillaren mit Dimensionen im Bereich von Nanometern bis einige Mikrometern liefern die hierbei auftretenden Transportphänomene die physikalisch-chemischen Grundlagen im Bereich von Separationstechniken und Sensorik [4]. Ultradünne Filme und Folien mit Dicken im Bereich weniger Nanometer finden ihre technische Anwendung unter anderem in der Instrumentierung der Weltraumforschung. Speziell kommen hier dünne Kohlenstofffolien in Flugzeit-Massenspektrometern bei der Detektion und Analyse von hochenergetischen Teilchen und Ionen des stellaren und interstellaren Plasmas zum Einsatz. Beim Durchtritt der hochenergetischen Teilchen durch die Folien erzeugen diese sekundäre Elektronen welche als Startsignal für die entsprechenden Flugzeitmassenspektren der analysierten Teilchen dienen [5,6]. Für diese Anwendungen führen Porositäten und Löcher in den verwandten Folien zur Verminderung der Detektoreffizienz. Eine technische Anwendung zur Detektion und Kontrolle von Löchern in derartigen Folien stellt das so genannte *transmitted ion mapping* (TIM) dar. Hierbei wird die Transmission von Ionen mit kinetischen Energien im Bereich von einigen keV und unter Verwendung eines ortsauflösenden Detektors, z. Bsp. IMCP<sup>1</sup>, registriert [7,8]. Der Transport von Ionen durch Membranen wird inhärent durch Prozesse an Grenzflächen und Oberflächen dominiert. In diesem Zusammenhang beschreibt diese Arbeit Untersuchungen und Experimente zum Transport von isolierten Ionen durch frei stehende Membranen. Die Grenzflächen und Oberflächen sind hierbei durch die jeweiligen Übergänge zwischen dem Ultrahochvakuum der Apparatur und der in ihr montierten Membranen definiert (UHV/Membran/UHV). Als ein Modell für den

---

<sup>1</sup> Akronym für **imaging micro channel plate**

Transport von Ionen durch freistehende Membranen wurde in dieser Arbeit der Transport von Alkaliionen durch Membranen aus Poly(para-Xylylen), (PPX)<sup>2</sup> untersucht.

PPX ist ein Polymer welches in Folge seiner interessanten chemischen und physikalischen Eigenschaften für die technische Anwendung große Bedeutung besitzt. So ist PPX ein chemisch-inertes, transparentes und hydrophiles Beschichtungsmaterial von hoher thermaler Stabilität und vorteilhaften Barriereigenschaften bezüglich des Massetransports, auf Grund geringer Permeabilität, und hinsichtlich des Ladungstransportes, wegen seiner niedrigen dielektrischen Konstante und hohen elektrischen Durchschlagfestigkeit [9]. Mittels des Verfahrens der chemischen Gasphasen Abscheidung (CVD)<sup>3</sup>, gemäß dem so genannten Gorham-Prozeß, kann PPX gleichförmig auf Oberflächen mit komplexen Feinst- und Mikrostrukturen abgeschieden werden [10-13]. Hieraus erwächst die Bedeutung von PPX als wichtiges Beschichtungsmaterial für eine Vielzahl an technischen Anwendungen in Sensorik, Mikroelektronik, Medizintechnik u.v.m. Im Rahmen der Untersuchungen in dieser Arbeit konnten so freistehende Membranen mit Schichtdicken von  $d_{PPX} \approx 0.1 \mu m$  bis  $\approx 3 \mu m$  hergestellt werden.

Unlängst von P. Hanefeld et al. veröffentlichte Studien zur Permeabilität von PPX zeigten an Hand von cyclovoltammetrischen Messungen an PPX-beschichteten Eisenelektroden eine beschichtungsabhängige Permeabilität für  $Fe^{2+}$ -Ionen. Hierbei wurde der Transport von  $Fe^{2+}$ -Ionen ab Schichtdicken von  $d_{PPX} < 700 nm$  beobachtet [14]. Weitere Untersuchungen zum Transport von Ionen durch PPX-Membranen sind aus der Literatur nicht bekannt. Somit betritt diese Arbeit wissenschaftliches Neuland auf dem Gebiet des Verständnisses zum Transport von isolierten Ionen mit wohl definierter kinetischer Energie durch PPX-Membranen unterschiedlicher Schichtdicken.

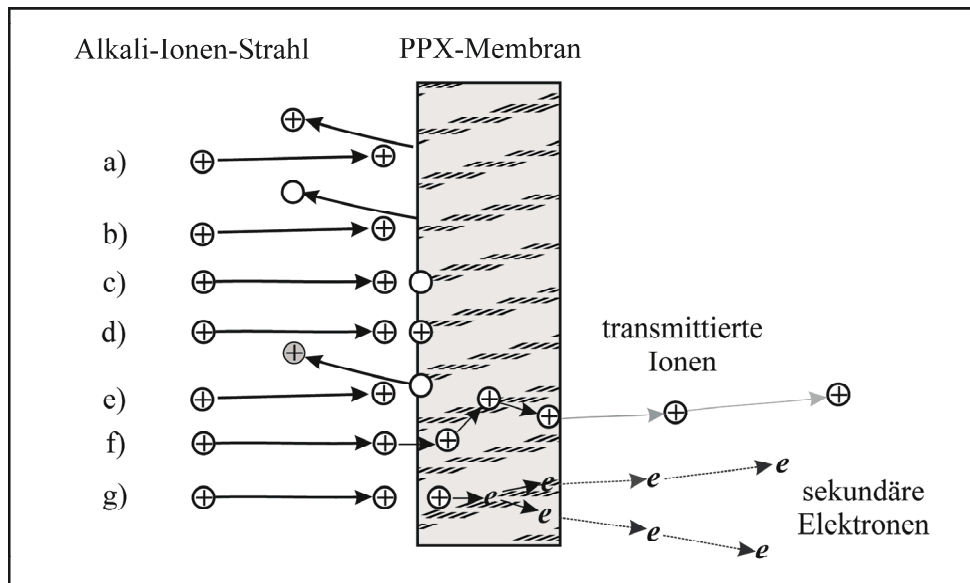
Im Allgemeinen finden eine Vielzahl von physikalischen und chemischen Wechselwirkungsprozessen zwischen den auftreffenden Ionen und dem entsprechenden Targetmaterial statt, wobei die kinetische Energie und die Masse der Projektilionen einen entscheidenden Einfluss ausüben. Abb. 1-1 zeigt hierzu eine Auswahl an relevanten Prozessen die in dem in dieser Arbeit vorkommenden Bereich kinetischer Energien der Ionen stattfinden können. Die auf die Oberfläche der Membranen auftreffenden Ionen können zum einen elastisch oder inelastisch gestreut werden (Abb. 1-1 a)). Im Falle elastischer Streuung bleibt die kinetische Energie der Projektilionen erhalten. Inelastische und reaktive Streuprozesse sind von größerem Interesse [15].

---

<sup>2</sup> PPX ist die Abkürzung für **P**oly-**p**ara-**X**ylylen. Der strukturbasierte Name ist poly(1,4)-Phenylene-ethylen, kommerziell erhältlich unter dem Namen Parylen N<sup>®</sup>.

<sup>3</sup> Akronym für **c**hemical **v**apour **d**eposition, (Chemische Gasphasen Abscheidung)





**Abb. 1-1** Skizze zu Wechselwirkungsprozessen von Alkaliionen mit einer PPX-Membran. a) elastische Streuung, b) Neutralisation mit anschließender Desorption, c) Neutralisation & Implantation, d) Implantation & Aufladung der Membran, e) Sputterprozess, f) Transmission von Alkaliionen, g) Generierung sekundärer Elektronen; [16]

Im Falle von inelastischen Streuprozessen der Ionen wird deren kinetische Energie in Anregungsenergie des Targetmaterials, meist in Form von elektronischer Anregung oder Anregung von Schwingungszuständen, Phononen, umgewandelt. Der überwiegende Prozess bei der Ionen-Oberflächen-Wechselwirkung bildet die Neutralisation des Projektilions (Abb. 1-1 b) & c)). Hierbei finden Ladungstransferprozesse zwischen den auftreffenden Ionen und dem Targetmaterial statt, wobei die abschließend neutralisierten Ionen an der Oberfläche verbleiben oder desorbiert werden [17-19]. Ionen welche nicht neutralisiert werden, können zu Aufladungseffekten an der Membranoberfläche führen. In Abhängigkeit von ihrer kinetischen Energie können die Ionen auch in tieferen Schichten des Targetmaterials implantiert werden, was dort zu Aufladungseffekten und Veränderungen in der Physik und Chemie der Oberflächen führt [20]. Die auf das Targetmaterial auftreffenden Ionen verlieren auf Grund von Wechselwirkung mit den Kernen und Elektronen des Targets ihre anfängliche Energie. Der Bremsquerschnitt  $S_{tot}$  ist somit additiv durch einen Term elastischer Projektilion-Kern-Wechselwirkung und einen Term von im Wesentlichen inelastischer Projektilion-Elektronen-Wechselwirkung nach Gleichung (1.1) gegeben.

$$S_{tot} = S_{Kern} + S_{Elektron} \quad (1.1)$$

Der Energieverlust in Abhängigkeit von der Eindringtiefe der Projektilionen wird in der Literatur als Bremskraft (*stopping power*) des Materials bezeichnet. Die

Normierung auf die atomare Dichte des Targetmaterials führt zum differentiellen Bremsquerschnitt  $S$  in Gleichung (1.2).

$$S = -\frac{1}{n} \frac{dE}{ds} \quad (1.2)$$

Bei höheren Energien kann es zur Abtragung von Partikeln des Targetmaterials durch die auftreffenden Projektilionen kommen wobei auch Ladungstransferprozesse auftreten können (Abb. 1-1 e)). Dieser auch als Sputtern bezeichnete Prozess wird in der Technik sowohl zur Oberflächenanalyse<sup>4</sup> als auch zur Oberflächenmodifikation verwandt [21-26]. Bei hinreichend hoher kinetischer Energie der Projektilionen oder dünnen Folien können die Ionen die Folien durchdringen (Abb. 1-1 f)). Im Falle von Membranen können Poren und Kapillaren entscheidenden Einfluss auf den Transport nehmen und diesen erleichtern [27]. Durch Wechselwirkung der Projektilionen mit dem Targetmaterial kann es neben der induzierten elektronischen Anregung auch zur ioneninduzierten Emission von Elektronen respektive zur Generierung von Sekundärelektronen kommen (Abb. 1-1 g)) [28-35]. Ein Übersichtsartikel hierzu wurde von R. H. Milne et al. verfasst [36]. Die beiden letztgenannten Prozesse der Ionen-Oberflächen-Wechselwirkung sind wesentlicher Gegenstand dieser Arbeit (d.h. Abb. 1-1 f) & g)).

---

<sup>4</sup> z.Bsp: RBS (**R**utherford **b**ack **s**cattering), ISS (**I**onen **S**treu **S**pektroskopie), SIMS (**s**ecundary **i**on **m**ass spectroscopy)

## 2 Theorie

In diesem Kapitel sollen die für diese Arbeit grundlegenden theoretischen Aspekte behandelt werden. Hierzu wird in Kapitel 2.1 auf die Methode zur Erzeugung von Alkaliionen aus thermionischen Ionenquellen eingegangen. Es soll kurz das Prinzip des Ionentransports innerhalb des verwendeten Alumosilikatglases und Emitttermaterials und konkret das Emissionsverhalten einer solchen Ionenquelle beschrieben werden. Im darauf folgenden Unterkapitel 2.2 wird die Theorie der in dieser Arbeit Anwendung findenden Ionenoptik und des Ionenführungssystems behandelt werden. Anschließend wird die Theorie zur Erzeugung kurzer Ionenpulse aus einem kontinuierlichen Ionenstrahl, in einem entsprechend dafür entwickelten Ablensystem, diskutiert. Abschließend erfolgt in Kapitel 2.3 eine Erörterung von Modellvorstellungen und eine Diskussion der theoretischen Aspekte bezüglich auftretender Transportmechanismen und -prozesse von Molekülen und Ionen in polymeren Membranen.

### 2.1 Methode zur Erzeugung von Alkali-Ionen

#### 2.1.1 Thermische Emission aus Festkörpern

Durch Aufheizen eines Metalls auf hohe Temperaturen  $T$  kann ein Teil der frei beweglichen Elektronen genügend hohe kinetische Energien erhalten um die Austrittsarbeit des Metalls  $W_A$  zu überwinden.<sup>5</sup> Elektronen, welche so durch Glühemission das Metall verlassen, können anschließend durch ein elektrisches Feld zu einer Anode hin abgezogen werden (siehe Abb. 2-1a)). Empirisch findet man für die Sättigungsstromdichte  $J_S$  das Richardson-Dushman Gesetz [37-46]:

$$J_S = A * T^2 * e^{-\frac{eU_A}{kT}} \quad (2.1)$$

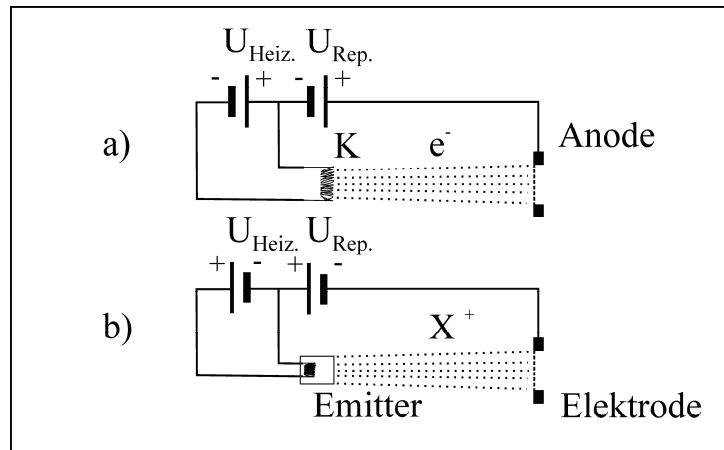
mit  $W_A = eU_A$

Der Stromdichte-Emissions-Koeffizient  $A$  hängt von der Oberflächenbeschaffenheit des jeweiligen Materials ab. Für Einkristalle ist er im Allgemeinen für verschiedene Richtungen, d. h. Orientierung der Gitterebenen, unterschiedlich. Damit hohe Stromdichten erzielt werden können, verwendet man Materialien mit niedriger Austrittsarbeit  $W_A$ , die aber dennoch hohe Temperaturen überstehen, d. h. hohe Schmelztemperaturen  $T_{Schmelz}$  besitzen.

---

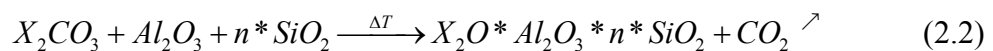
<sup>5</sup> Für Metalle findet man typische Austrittsarbeiten im Bereich von  $W_A \approx 2eV$  bis  $\approx 6eV$ .

Ein thermionischer Emittor besteht aus einem Material, welches durch Erhitzen auf hohe Temperaturen Ionen emittiert. Analog wie im Falle der elektronischen Glühemission können durch ein entsprechendes elektrisches Feld zwischen Glühemittor und einer gegenüberliegenden Elektrode die aus dem Material austretenden Ionen auf diese abgezogen werden (Abb. 2-1b)).

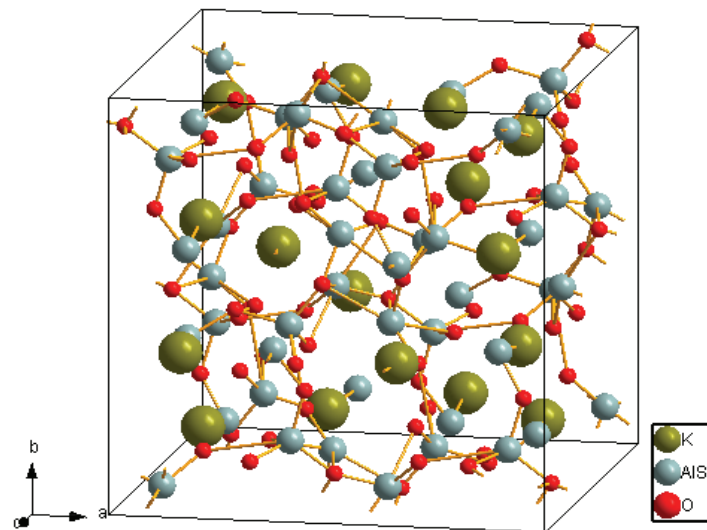


**Abb. 2-1** Skizze einer Glühemissionskathode a) und eines thermionischen Emittors b).

Als die bislang ergiebigsten thermionischen Emittor haben sich die Alkali-Alumosilikate erwiesen. Diese Materialien haben dabei grundsätzlich eine Silikat-Struktur in welcher bei ihrer Entstehung ein bestimmter Anteil der  $\text{Si}^{4+}$ -Ionen durch  $\text{Al}^{3+}$ -Ionen ersetzt wurden. Das aus dem Ladungsdefizit der positiven Ladungen entstehende elektrische Feld innerhalb der Gitterstruktur wird lokal durch Addition und Einlagerung von Alkaliionen neutralisiert. Die Abb. 2-2 zeigt hierzu ein Beispiel des als Leucit bezeichneten Kalium-Alumosilikates  $\text{K}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]$ . Bei der synthetischen Herstellung des Alumosilikatglases aus Aluminium- und Siliziumoxid wird das gewünschte Alkaliion in Form seines Karbonates zugesetzt:



Durch Erhitzen des Alkali-Alumosilikatglases über  $1000^\circ\text{C}$  werden einfach geladene Alkaliionen ( $X^+ = \text{Li}^+, \text{Na}^+, \text{K}^+, \text{Rb}^+, \text{Cs}^+$ ) gemäß der Gleichung (2.1) freigesetzt.



**Abb. 2-2** Kristallstruktur von Leucit respektive  $K[AlSi_3O_6]$  nach [47]. Erstellt mit Diamond<sup>® 6</sup>.

### 2.1.2 Chronologische Entwicklung von Alkaliionenquellen

Schon 1927 beobachteten Hundley und Bainbridge 1931, dass sich die Alumosilikate des Lithiums als Material für Ionenquellen eignen [48,49]:



Auf der Grundlage jener Beobachtungen und Erkenntnisse untersuchten J.P. Blewett und E.J. Jones 1936 unterschiedliche Alumosilikate als Quellen zur Erzeugung positiver Ionen [50]. Hierbei wurden die untersuchten ternären Systeme



auf geheizte Platinfilamente aufgebracht. Die Zusammensetzung ( $x=1$ ,  $y=2$ ) ist ein natürlich vorkommendes Alumosilikat mit dem mineralogischen Namen  $\beta$ -Eukryptit. Die Zusammensetzung ( $x=1$ ,  $y=4$ ) wird als Spodumen bezeichnet. Für  $\beta$ -Eukryptit fanden J.P. Blewett und E.J. Jones einen Schmelzpunkt von  $1306^\circ \text{C}$  und beobachteten für  $170^\circ$  unterhalb dessen die höchste Emission an  $Li^+$ -Ionen aller untersuchten Materialien. Die beobachteten Ströme lagen hierbei im Bereich von  $1 \text{ mA}$  bei einer  $1 \text{ cm}^2$  beschichteter Filamentoberfläche aus Platin. Für den Transport der positiven Ionen im Emittiermaterial konnten sie keinen exakten Mechanismus identifizieren, schlussfolgerten aber im Zusammenhang mit den Arbeiten von J.A. Becker 1929, 1931 und 1934, dass für eine Emission folgende Bedingungen notwendig wären [51-53]:

<sup>6</sup> Software zur Darstellung von Kristallstrukturen

- die übergeordnete Gitterstruktur muss ionisch sein
- nur kleine Kräfte halten das Ion innerhalb des Gitters, wie es bei Alkali-Alumosilikaten der Fall

Im Hinblick auf diese Arbeiten zur thermischen Emission von Elektronen aus Erdalkalioxiden vermuteten sie, dass im Material eine Elektrolyse des Kristalloxides stattfindet. Die metallischen Ionen sollten so zur Oberfläche transportiert und zum Teil als Atome oder Ionen ins Vakuum abgegeben werden. Für den Fall, dass die Austrittsarbeit  $W_A$  der Oberfläche größer als das Ionisationspotential des Alkalimetalls  $\Phi_{Alkali}$  ist, treten diese gänzlich ionisiert aus der Oberfläche aus.

1965 stellten R.E. Weber und L.F. Cordes auf Basis von Linde Typ A Zeolithe, einem synthetischen Natrium Alumosilikat, durch Austausch von Na durch K und Cs thermionische Quellen für  $\text{Na}^+$ -,  $\text{K}^+$ - und  $\text{Cs}^+$ -Ionen her [54]. Durch indirektes Heizen eines mit einer Aluminiumoxidschutzschicht versehenen Wolframdrahtes wurde das auf einen Zylinder aufgeschmolzene Emittiermaterial zur Emission gebracht. Ionenströme von  $10\mu\text{A}$  wurden beobachtet.

In ihrer Arbeit von 1967 untersuchten K.K. Chow, H.S. Maddix und P. Chorney das Emissionsverhalten von Alkaliionenquellen, die aus einer Mischung von Alumosilikat und einem Metallpulver bestanden. Die gefundenen Emissionscharakteristiken der Quelle zeigten hierbei eine Abhängigkeit von Temperatur, Spannung und effektiver Austrittsarbeit des Materials, wie sie auch bei der thermischen Emission von Elektronen aus Elektronenröhren und Vakuum-Dioden zu beobachten sind. Im Bereich niedriger Spannungen trat hierbei ein raumladungsbegrenztes Verhalten des Emissionsstroms auf. Dieses lässt sich wie im Falle der thermischen Elektronenemission durch das Child-Langmuir Gesetz beschreiben [55]:

$$J = \kappa \frac{(U_R)^{\frac{3}{2}}}{(d_{Kol})^2 \sqrt{M_{Ion}}} \quad (2.5)$$

Die Ionenstromdichte ist in diesem raumladungsberrenzten Betrieb der Quelle gemäß der Gleichung (2.5) von der an der Quelle angelegten Spannung  $U_R$ , dem Abstand zwischen Emittieroberfläche und Kollektorelektrode  $d_{Kol}$  sowie der Ionenmasse  $M_{Ion}$  abhängig.

1975 wurde von R.K. Feeney, W.E. Sayle und J.W. Hooper eine systematische Untersuchung von Filamentionenquellen aller Alkalimetalle durchgeführt [56]. Die Filamente bestanden hierbei aus einem Gewebe mit 90% Pt und 10% Rh Anteil, welches mit natürlich vorkommenden und synthetischen Alkali-Alumosilikaten beschichtet war. Die unterschiedlichen Emittier wurden auf deren totales Emissionsverhalten, Emission bei Verunreinigung und die Lebensdauer hin untersucht. Die erreichten Stromdichten erwiesen sich als abhängig vom eingesetzten Alkalimetall.

A.N. Pargellis und M. Seidl zeigten 1978, bei der Untersuchung von Alkaliionenquellen aus Zeolithe<sup>7</sup>, dass wesentlich höhere Ionenstromdichten von bis zu  $J=1A/cm^2$  möglich sind [57]. Die Emission der Alkaliionen aus der Quelle erfordert hierzu jedoch einen gepulsten Hochspannungsbetrieb mit Spannungspulsen von  $\Delta t=2\mu s$  und  $U=30kV$  an der Glühkathode. Wie durch vorangehende Untersuchungen von F.M. Johnson bereits beobachtet wurde, kann für die emittierte Stromdichte  $J$  in einem solchen gepulsten Betrieb eine Schottky Abhängigkeit<sup>8</sup> von der elektrischen Feldstärke  $E$  beobachtet werden [58].

$$J = J_0 \exp \left[ \frac{q\sqrt{qE}}{kT_s} \right] \quad (2.6)$$

Dabei ist  $J_0$  die emittierte Stromdichte bei einer elektrischen Feldstärke von  $E=0V/cm$  und entspricht der Sättigungsstromdichte  $J_s$  der Richardson-Dushman Gleichung in (2.1). In Gleichung (2.6) gibt  $E$  die auf das Emittermaterial wirkende elektrische Feldstärke an und  $T_s$  wird als Schottky-Temperatur bezeichnet [59-68]. Bei den Zeolithe handelt es sich um einen Typ stabiler Alumosilikate für die die Kristallstruktur tunnel- und kanalartige Strukturen aufweist, mit typischen Durchmessern von einigen Å, durch die Atome oder Ionen transportiert werden können. Für den Emissionsmechanismus wurden zwei Hinweise dahingehend gefunden, dass dieser durch eine Oberflächenionisation stattfindet. Zum einen emittieren Zeolithe die gleiche Art positiver Ionen wie dies bei einer Ionisation durch Streuung von neutralen Atomen an heißen Metalloberflächen geschieht. Zum Zweiten konnten Pargellis und Seidl experimentell zeigen, dass das Emissionsverhältnis von neutralen Atomen zu Ionen in Übereinstimmung mit der Saha-Langmuir-Gleichung ist [69].

$$\frac{J_{Atom}}{J_{Ion}} = w_+ \exp \left[ \frac{q(\Phi_{Ion} - W_A)}{kT} \right] \quad (2.7)$$

Dabei gibt  $J_{Atom}/J_{Ion}$  das Verhältnis der Stromdichten aus neutralen Atomen und Ionen an.  $w_+$  ist das statistische Gewicht des Verhältnisses von neutralen Atomen zu deren Ionen.  $\Phi_{Ion}$  ist das Ionisationspotential des entsprechenden Alkaliatoms und  $W_A$  die bereits erwähnte Austrittsarbeit aus der Oberfläche. Die Saha-Langmuir-Gleichung (2.7) beschreibt bei der Oberflächenionisation an heißen Metalloberflächen gerade das Verhältnis von emittierten/gestreuten neutralen Atomen zu Ionen im thermischen

<sup>7</sup> Zeolithe sind kristalline Alumosilikate der Form  $M_{x/n}[(AlO_2)_x(SiO_2)_y] \cdot z H_2O$ . Zahlreiche Modifikationen finden sich in der Natur oder können synthetisch hergestellt werden.

<sup>8</sup> Dieses Verhalten bzw. der Schottky-Effekt tritt sowohl bei gepulstem Betrieb eines Elektronenemitters als auch bei Betrieb mit kontinuierlicher Spannung an der thermischen Elektronenquelle unter hohen elektrischen Feldern zwischen Emitter und Kollektor auf.

Gleichgewicht. Der Oberflächenionisationsprozess hängt dabei von der Temperatur und der Austrittsarbeit der Oberfläche ab. Das bereits erwähnte Richardson-Dushman-Gesetz (2.1) gilt auch weiterhin für den gepulsten Betrieb einer Ionenquelle. Somit erhält man für die Gesamtstromdichte  $J_{Ges}$  aus (2.1) und (2.6) einer im gepulsten Hochspannungsmodus betriebenen Alkaliionenquelle:

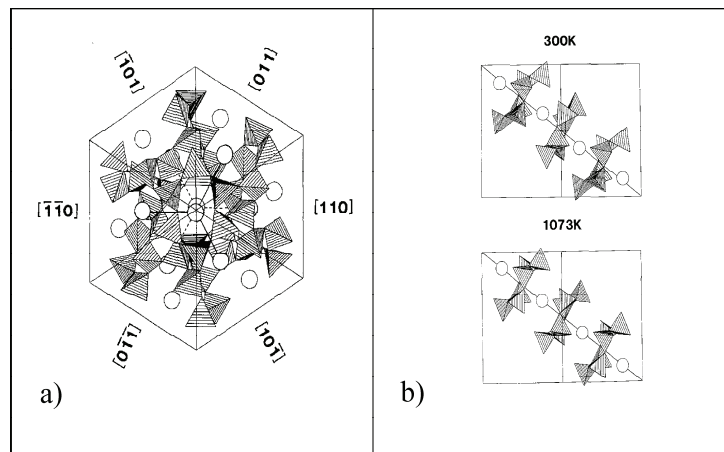
$$J_{Ges} = AT^2 \exp \left[ - \left( \frac{W_A}{kT} \right) + \frac{q\sqrt{qE}}{kT_s} \right] \quad (2.8)$$

Weitere Untersuchungen zur Erhöhung der Emissionsstromdichte im gepulsten Regime finden sich bei J. Matossian und M. Seidl aus dem Jahr 1982 [70]. In weiteren Arbeiten von M. Seidl zeigt dieser, dass Oberflächeneffekte für die Emission eine größere Rolle spielen können als Volumeneffekte [71,72].

In den Arbeiten von P.P. Ong et al. 1992-1995 finden sich detaillierte Untersuchungen bezüglich totaler Emissionsströme, deren Langzeitstabilität und der Reinheit entsprechender Ionenquellen [73-79]. Die Untersuchungen erfolgten hier bei konstanter Emitterspannung und einer Emittertemperatur von  $1000^\circ\text{C}$ . Untersucht wurden eine Vielzahl von unterschiedlichen Mischungsverhältnissen der Alkali-Alumosilikate und andere Oxide für thermionische Quellen. Die technische Ausführung der Emitter entsprach dabei der schon bei R.K. Feeney, W.E. Sayle und J.W. Hooper erwähnten. Die Mischung der Ausgangsstoffe  $\text{Rb}_2\text{O}:\text{Al}_2\text{O}_3:\text{SiO}_2$  im Verhältnis 2:1:5 zeigte die höchsten Emissionsströme, während 1:1:2 ( $\beta$ -Eukryptit) und 1:1:4 (Spodumen) stabilere Langzeitemissionen aufwiesen.

D.C. Palmer et al. untersuchten in ihren Arbeiten das strukturelle Verhalten, die Kristallchemie und Phasenübergänge von Leucit [80-85]. Leucit bezeichnet in der Literatur im Allgemeinen die kristalline, stöchiometrische Zusammensetzung  $\text{K}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]$  mit der Punktgruppe  $I4/a$  für das gebildete Alkali-Alumosilikat. Auch Leucit gehört zu den Gerüstsilikaten und weist die bereits bei den Zeolithe erwähnte komplizierte Struktur aus gekreuzten Röhren auf (siehe Abb. 2-2). Dabei besitzt Leucit sowohl eine Gerüststruktur als auch die Attribute von ionischen Leitern. Die strukturelle Topologie ist eine intern verbundene Anordnung von  $(\text{Al}, \text{Si})\text{O}_4$  Tetraedern, welche miteinander verbundene 4-fach, 6-fach und 8-fach Ringe bilden. Die großen Kationen (wie z. Bsp.  $\text{K}^+$ ) sitzen zwischen den 6-fach Ringen entlang struktureller Kanäle welche kontinuierlich parallel entlang den  $\langle 111 \rangle$  Richtungen verlaufen (Abb. 2-3a)). Unterhalb der Phasenübergangstemperatur  $T_C$  sind die 6-fach Ringe ungeordnet und bilden Flaschenhälse bezüglich der Kanäle aus die die Ionenmobilität der  $\text{K}^+$ -Ionen behindert. In der kubischen Phase oberhalb  $T_C = 1073\text{K}$  sind die  $\text{K}^+$ -Ionen nicht mehr so stark gebunden und exakt entlang der Kanalachse ausgerichtet (siehe Abb. 2-3b)) wodurch die Ionenmobilität nun deutlich erhöht ist. Der Transport der Alkaliionen findet innerhalb des Leucit vornehmlich entlang dieser Kanäle statt.





**Abb. 2-3** a) Einheitszelle von tetragonalem Leucit, gesehen parallel zu  $[1\bar{1}1]$ . Die Kaliumatome sitzen entlang freier Kanäle entlang  $\langle 111 \rangle$ ; b) Sicht entlang  $[110]$  zeigt die Anordnung der Kaliumatome und der sechs- und vierfachen tetragonalen Ringe entlang der  $[1\bar{1}1]$  Richtung. Bei  $T=1073\text{K}$  sind die Kaliumatome in der kubischen Phase exakt entlang der Kanalachse ausgerichtet;[83]

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zunächst kommerziell erhältliche Alkaliionenemitter verwandt. Es stellte sich jedoch im weiteren Verlauf des Projektes heraus, dass diese auf Grund ihrer technischen Ausführung für einen Betrieb unter Hochspannungsbedingungen und zur Erzeugung hoher kinetischer Energien der Ionen nicht geeignet waren. Ein weiterer Nachteil war mit der Tatsache verbunden, dass es keine kommerziellen Alkaliquellen mit an das Experiment angepassten Zusammensetzungen gab. Um daher reine Alkaliemitter mit nur einer emittierten Ionenspezies ( $\text{Li}^+$ ,  $\text{Na}^+$ ,  $\text{K}^+$ ,  $\text{Rb}^+$ ,  $\text{Cs}^+$ ) oder beliebiger prozentualer Zusammensetzung zugänglich zu machen, wurden auf Basis des oben erwähnten Leucit als Grundmaterial, in Zusammenarbeit mit der AG von Prof. Dr. B. Harbrecht geeignete Alkaliionenemitter entwickelt.

## 2.2 Ionenoptik und Erzeugung kurzer Ionenpulse

In den folgenden Kapiteln wird ein Überblick über die theoretischen Aspekte der in dieser Arbeit verwendeten Methoden der Ionenstrahlführung mittels elektrostatischer Ionenlinsen, der Ablenkung von Ionenstrahlen in einem Ablenkplattenpaar und die daraus resultierende Möglichkeit der Ionenpulserzeugung gegeben. Im Weiteren wird auf die verwendete Methode der Detektion von Ionen durch ein Flugzeit-Massenspektrometer (im Englischen „time of flight“ TOF) eingegangen. Dabei wird im Unterkapitel 2.2.1 kurz die Anwendung von elektrostatischen Linsen und im speziellen das hier Verwendung findende Einzellinsensystem besprochen. Für eine allgemeine Einführung sei auf einschlägige Lehrbücher wie z. Bsp. (W. Demtröder Experimentalphysik Bd. 3) [86] und für weiterführende Literatur, welche den auch in der geometrischen Optik Verwendung findenden Matrizenformalismus beinhaltet, auf (H.Liebl)

[87] und (Hymphries, S. Jr.) [88] sowie auf [89-96] verwiesen. Der Schwerpunkt bildet Unterkapitel 2.2.2, in welchem konkret das für diese Arbeit entwickelte Verfahren zur Erzeugung kurzer Ionenpulse beschrieben wird. Für weitere Informationen sei auf die Arbeit von N. Piel [97] und die weiterführenden Artikel [98-100] verwiesen, welche die theoretischen Grundlagen für das in dieser Arbeit genutzte Verfahren liefern. Im abschließenden Unterkapitel 2.2.3 wird kurz auf die Theorie des Flugzeit-Massenspektrometers eingegangen. Eine der grundlegenden Arbeiten hierzu ist der Artikel aus dem Jahre 1955 von Wiley und McLaren [101]. Als weiterführende Literatur sind hierzu z. Bsp. die Arbeiten von K. M. Weitzel, U. Boesl und M. Nolde zu nennen [102-105].

### 2.2.1 Ionen in elektrostatischen Feldern

Die Elektronen- und Ionenoptik spielen sowohl bei der Aufklärung der Atom- und Molekülstruktur als auch in vielen technischen Anwendungen eine große Rolle. Als Beispiele seien hier lediglich das Elektronenmikroskop, Ionenbeschleuniger und TOF-SIMS als Vertreter der großen Palette von Massenspektrometern genannt. Analog zur geometrischen Optik lassen sich durch geeignet geformte elektrische oder magnetische Felder oder eine Kombination von beiden Feldtypen Strahlen aus geladenen Teilchen, d.h. Elektronen oder Ionen, ablenken oder abbilden. Hierbei wirkt auf eine Ladung  $q$ , welche sich mit der Geschwindigkeit  $\vec{v}$  in einem elektrischen Feld  $\vec{E}$  und einem magnetischen Feld  $\vec{B}$  bewegt die Kraft

$$\vec{F} = q * (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad . \quad (2.9)$$

Mit

$$\vec{F} = m * \ddot{\vec{r}} \quad (2.10)$$

ergeben sich für die Bestimmung der Teilchentrajektorien die Folgenden drei Differentialgleichungen:

$$\begin{aligned} \ddot{x} &= \frac{q}{m} (E_x + v_y * B_z - v_z * B_y) \\ \ddot{y} &= \frac{q}{m} (E_y + v_z * B_x - v_x * B_z) \\ \ddot{z} &= \frac{q}{m} (E_z + v_x * B_y - v_y * B_x) \end{aligned} \quad (2.11)$$

Im Folgenden soll die Bewegung von Ionen in axialsymmetrischen, inhomogenen elektrischen Feldern erläutert werden. Aus Gleichung (2.11) erhält man bei fehlendem Magnetfeld  $\vec{B}$  wegen

$$\vec{F} = q * \vec{E} \quad (2.12)$$

und

$$\vec{E} = - \text{grad } \phi \quad (2.13)$$

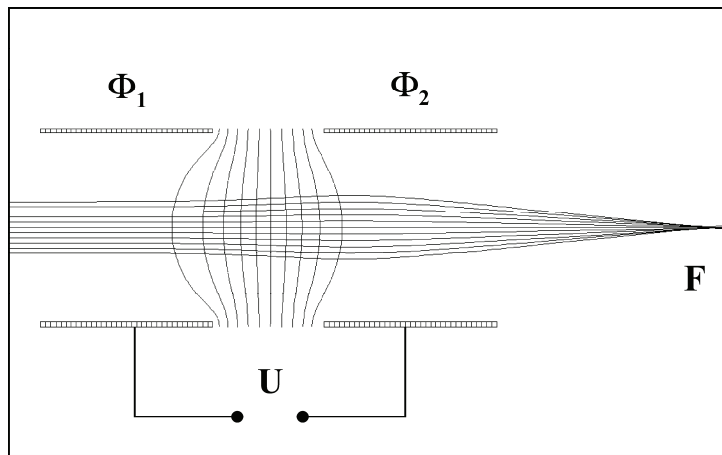
die Bewegungsgleichungen

$$\begin{aligned} m \frac{d^2 x}{dt^2} &= q \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad , \\ m \frac{d^2 y}{dt^2} &= q \frac{\partial \phi}{\partial y} \quad , \\ m \frac{d^2 z}{dt^2} &= q \frac{\partial \phi}{\partial z} \quad . \end{aligned} \quad (2.14)$$

Diese können bei Kenntnis des Potentials  $\Phi(x,y,z)$  gelöst werden. In ionenoptischen Anwendungen wird das Potential in aller Regel durch die Anordnung von geladenen Leiterflächen bestimmt. Bei fehlenden Raumladungen gilt die Laplace-Gleichung:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (2.15)$$

Die Lösung ist im Allgemeinen nicht analytisch möglich. Daher erfolgt die Lösung in vielen Fällen auf numerischem Wege und unter Einsatz entsprechender Lösungsansätze. In dieser Arbeit wurde zur Lösung der entsprechenden Problemstellungen das Simulationsprogramm SIMION verwandt [106]. Viele ionenoptische Linsen kann man durch rotationssymmetrische Felder realisieren, d.h. man kann für deren Realisierung elektrisch leitende Kreisblenden oder Rohre verwenden. An die in Abb. 2-4 dargestellten Rohrsegmente können wahlweise die Potentiale  $\Phi_1$  und  $\Phi_2$  durch eine entsprechende Spannung  $U$  erzeugt werden. Damit besteht die Möglichkeit eine Sammel- bzw. Zerstreuungslinse zu erzeugen. Auf der Achse  $r=0$  wird die Ableitung  $d\Phi/dr$  Null. Für Ionen außerhalb dieser Trajektorie ist die Ableitung von Null verschieden und bewirkt radiale Kräfte auf die Ionen. Von Links einlaufende positive Ionen werden auf Grund der Krümmung der Äquipotentialflächen im linken Teil von der Achse weg abgelenkt, im rechten Teil zur Achse hin. Im Fall von  $\Phi_1 < \Phi_2$  werden die Ionen beim Durchlauf durch das Systems abgebremst, d. h. ihre Geschwindigkeit ist links größer als rechts. Dies bedeutet, dass der fokussierende Effekt größer ist als der defokussierende Effekt. Damit wirkt die Linse insgesamt als Sammellinse. Für den Fall von  $\Phi_1 > \Phi_2$  tritt die umgekehrte Wirkung ein und die Linse wirkt als Zerstreuungslinse.



**Abb. 2-4** Simulation einer einfachen elektrostatischen Sammellinse für  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen mit einer kinetischen Energie von  $E_{kin}=200\text{eV}$  bei Potentialen  $\Phi_1=20\text{V}$  und  $\Phi_2=160\text{V}$  (Schnitt durch die x-y-Ebene mit Zylindersymmetrie um die Strahlachse).

In der folgenden Abb. 2-5 ist die Ionentrajektorie für die unter Abb. 2-4 abgebildete „dünne Linse“ dargestellt. Der Terminus „dünne Linse“ entstammt aus der geometrischen Optik und bedeutet in diesem Zusammenhang, dass die Feldausdehnung  $d$  in y-Richtung klein gegen die Brennweite ist. Das elektrische Feld sei beschränkt auf den Raum zwischen den Ebenen  $y=y_1$  und  $y=y_2$ . Im linken, feldfreien Raum sind die Trajektorien der Ionen Geraden. Im Falle achsennaher Trajektorien ändert sich der Abstand  $r$  beim Durchgang durch den Raum zwischen  $y_1$  und  $y_2$  kaum, so dass gilt:  $r_a \approx r_m \approx r_b$ . Hieraus folgt:

$$\left(\frac{dr}{dy}\right)_{y \leq y_1} = \tan \alpha_1 \cong \frac{r_m}{a} \quad (2.16)$$

Für den rechten feldfreien Raum gilt:

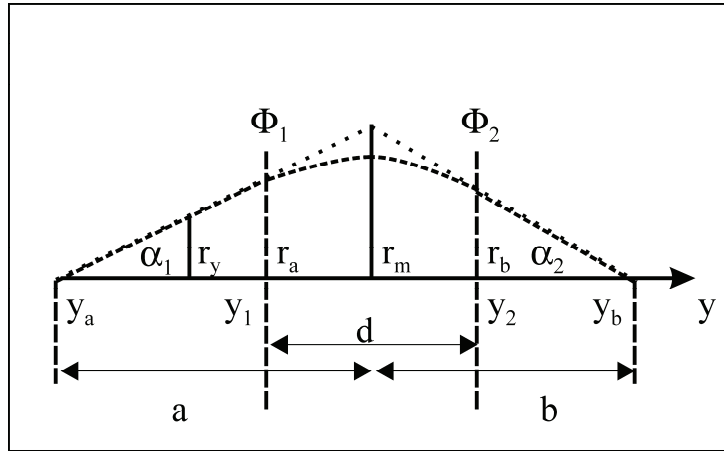
$$\left(\frac{dr}{dy}\right)_{y \geq y_2} = -\tan \alpha_2 = -\frac{r_m}{b} \quad (2.17)$$

Eine anschließende Addition von (2.16) und (2.17) ergibt die Abbildungsgleichung für „dünne“ Ionenlinsen. Es gilt somit,

$$\begin{aligned} \frac{1}{a} + \frac{1}{b} &= \frac{1}{f} \\ &= \frac{1}{r_m} \left[ \left(\frac{dr}{dy}\right)_{y=y_1} - \left(\frac{dr}{dy}\right)_{y=y_2} \right] \end{aligned} \quad (2.18)$$

wenn man an den Feldbegrenzungen die Differenz der Ableitungen  $dr/dy$  als  $r_m/f$  definiert. Die Brennweite  $f$  hängt vom Verlauf des Potentials  $\Phi(y)$  entlang der Achse und von der Anfangsenergie der in die Linse eintretenden Ionen ab.

$$\frac{m_{ion}}{2} v_{ion}^2 = q U_{Quelle} \quad (2.19)$$

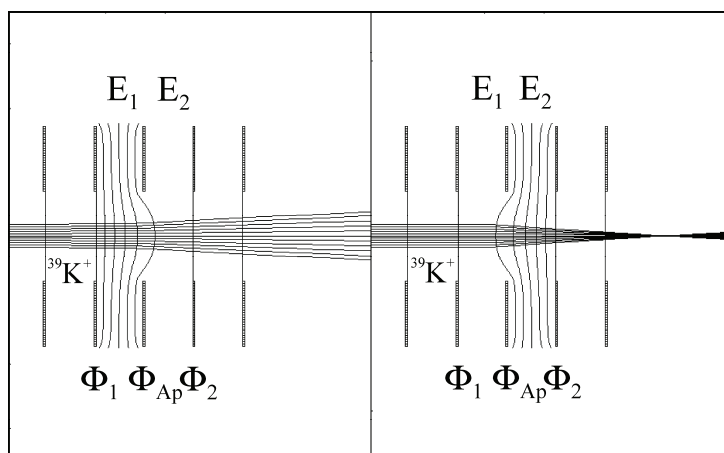


**Abb. 2-5** Skizze zur Abbildungsgleichung einer Ionenlinse.

Die in Abb. 2-4 dargestellte Anordnung einer „dünnen“ Ionenlinse kann auch mittels einer Lochblende realisiert werden. Für eine solche Apertur die zwei Regionen unterschiedlicher Feldstärke voneinander trennt ist die Brennweite wie folgt definiert:

$$f = \frac{4 \cdot \phi_{Apertur}}{E_2 - E_1} \quad (2.20)$$

Hierbei sind  $\Phi_{Apertur}$  das Potential der Blende sowie  $E_1$  und  $E_2$  die jeweiligen Feldstärken beiderseits der Apertur. Die Vorzeichen der Feldstärken sind hierbei so definiert, dass eine positive Feldstärke eine beschleunigende Wirkung und eine negative Feldstärke eine abbremssende Wirkung ausübt. Daher wird für  $E_1 > E_2$  die Fokallänge negativ, d. h. man erhält eine Streulinse, und für  $E_1 < E_2$  wird die Fokallänge positiv, womit sich eine Sammellinse ergibt. Zwei Beispiele sind hierzu in Abb. 2-6 dargestellt.

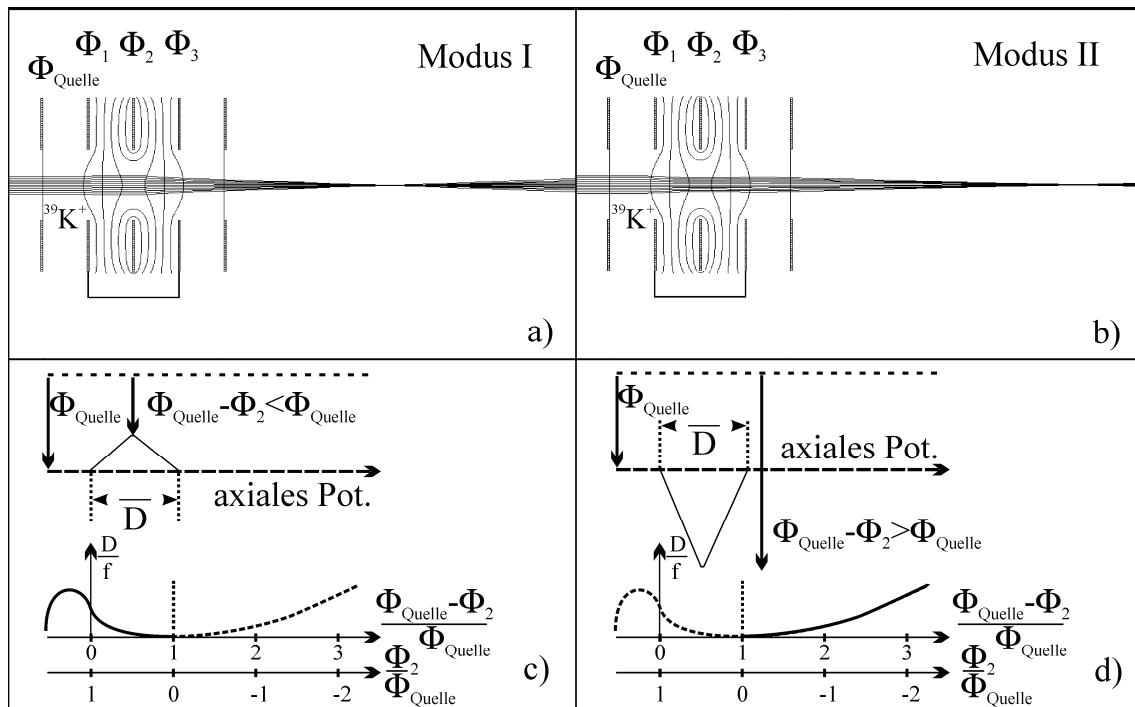


**Abb. 2-6** Verschiedene Fälle einer Aperturlinse; links:  $E_{kin}=10\text{eV}$ ,  $\Phi_{Apertur}=100\text{V}$ ,  $E_1 > E_2$ ; rechts:  $E_{kin}=10\text{eV}$ ,  $\Phi_{Apertur}=100\text{V}$ ,  $E_1 < E_2$ ;

Eine symmetrische Anordnung aus drei Aperturen wie in Abb. 2-7 stellt eine Kombination aus Sammel- und Zerstreuungslinse dar. Eine solche Anordnung wird in der Literatur im Allgemeinen als Einzellinse bezeichnet, wobei die 1. und 3. Linse gleiches Potential besitzen ( $\Phi_1 = \Phi_3$ ). Je nach Polarität der angelegten Spannung überwiegt der konvergente oder divergente Anteil. Wie aus Abb. 2-7 a) und b) hervorgeht, kann eine solche Einzellinse in 2 unterschiedlichen Modi betrieben werden, wobei diese durch ihre jeweilige axiale Potentialverteilung festgelegt werden. Es gilt:

$$\begin{aligned} \phi_{Quelle} - \phi_2 &< \phi_2 & \text{Modus I ,} \\ \phi_{Quelle} - \phi_2 &> \phi_2 & \text{Modus II.} \end{aligned} \quad (2.21)$$

In Abb. 2-7 c), d) ist die Linsenstärke  $D/f$  der Einzellinse dargestellt. Die Auftragung kann bezüglich  $\Phi_2/\Phi_{Quelle}$  oder  $(\Phi_{Quelle}-\Phi_2)/\Phi_{Quelle}$  erfolgen. In den meisten praktischen Anwendungen kommt der Modus I zum Einsatz, da dieser durch 2 Vorteile gekennzeichnet ist. Erstens: bei variablem Potential  $\Phi_{Quelle}$  der Ionenquelle gegenüber Massepotential, wobei dieses zur Beschleunigung der Ionen genutzt wird, besitzt das Potential  $\Phi_2$  der zentralen Elektrode das gleiche Vorzeichen. Damit können beide über eine einheitliche Spannungsquelle und einer entsprechenden Spannungsteilung betrieben werden. Zweitens: mit einer solchen Spannungsversorgung kann eine hohe Brechkraft d. h. eine kleine Fokallänge erzeugt werden. Um im Modus II eine gleiche Brechkraft zu erzeugen, ist eine zusätzliche Spannungsquelle mit umgekehrter Polarität zur Quellspannung nötig. Daher findet der Modus II oft Anwendung wenn nicht zu kurze Fokallängen benötigt werden. Modus II bietet gegenüber Modus I den Vorteil, dass bei Ersterem sowohl die sphärische als auch die chromatische Abberation kleiner sind. Die sphärische Abberation ist kleiner, da hier die Trajektorien näher an der Achse liegen, die chromatische Abberation ist kleiner, da hier innerhalb des Linsenfeldes die relative Energieverbreiterung  $\Delta E/E$  der Ionen kleiner ist. Infolge dessen kann im Modus II die Apertur der zentralen Elektrode/Linse kleiner gewählt werden. Dies reduziert die für eine gegebene Fokallänge benötigte Spannung der zentralen Elektrode.



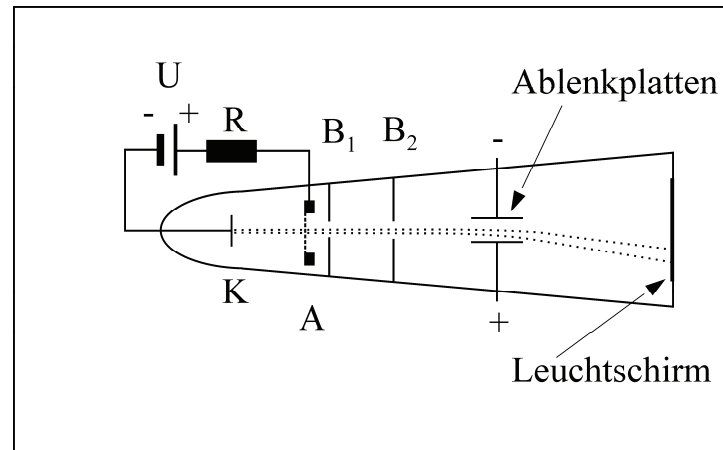
**Abb. 2-7** Einzellinse aus drei symmetrischen Lochblenden: in a) im Modus I, in b) im Modus II; c) und d) zeigen das axiale Potential und eine skizzierte Abhängigkeit der Brechkraft der Einzellinse vom Potential  $\Phi_2$  bei einer kinetischen Energie  $E_{kin} = q \cdot \Phi_{Quelle}$ ;

In der Arbeitskurve von Abb. 2-7 c) und d) durchläuft die Linsenstärke  $D/f$  bei positiven Werten des Potentialverhältnisses  $\Phi_2/\Phi_{Quelle}$  ein Maximum, was gleichbedeutend ist mit einem Minimum der Fokallänge  $f$ . Bei geschickter Wahl der Linsengeometrie kann das Fokallängenminimum derart gestaltet werden, dass es exakt bei  $\Phi_2/\Phi_{Quelle} = 1$  liegt. Somit kann für die Ionenquelle und die zentrale Linsenelektrode die gleiche Spannung verwendet werden. Im Fall  $\Phi_2/\Phi_{Quelle} > 1$  erreicht man einen Punkt bei dem der Sattelpunkt des Potentialverlaufs der Einzellinse gleich dem Potential der Ionenquelle ist, was bedeutet, dass die Ionen innerhalb der Linse auf eine Energie von Null abgebremst werden. Über die weitere Erhöhung des Potentials bietet sich so die Möglichkeit den Ionenstrahl elektronisch abzuschalten. Die in dieser Arbeit zur Anwendung kommenden Linsengeometrien werden in Kapitel 3 aufgeführt und näher erläutert. Im Weiteren wird dort gezeigt, dass die in dieser Arbeit verwendeten Einzel-linsensysteme in beiden oben angesprochenen Betriebsmodi verwendet werden.

## 2.2.2 Methode zur Erzeugung kurzer Ionenpulse

Bereits 1897 findet die Ablenkung von geladenen Teilchen im elektrischen Feld eines Plattenkondensators zur Bestimmung des Verhältnisses von  $e/m$  durch J.J. Thomson eine ihrer ersten Anwendungen. Er konnte auf diese Weise das Verhältnis von

Elementarladung zu Masse der durch eine Heizkathode emittierten Strahlung bestimmen. Dies erfolgte mit der in Abb. 2-8 skizzierten Apparatur (erster Kathodenstrahloszillograph), wo an einem mit zwei Blenden kollimierten Kathodenstrahl, in einer evakuierten Glasröhre, durch die Ablenkung des auf einem Leuchtschirm auftretenden Lichtpunktes obiges Verhältnis  $e/m$  bestimmt werden konnte.



**Abb. 2-8** Skizze der Thomson'schen Anordnung zur Bestimmung des Verhältnisses  $e/m$  der Kathodenstrahlen mittels Ablenkung im elektrischen Feld eines Plattenkondensators.

Die technische Weiterentwicklung dieser Anordnung findet sich heute in jeder Elektronenstrahlröhre wieder, wie z. Bsp. in Oszilloskopen und Fernsehrohren. Die Auslenkung erfolgt in diesen Fällen in x- und z-Richtung jeweils senkrecht zur Ausbreitungsrichtung (y-Richtung) des Elektronenstrahls. Wie im Folgenden gezeigt wird, werden auch in dieser Arbeit zwei Blenden zur Strahlkollimation und je ein Kondensatorablenkplattenpaar zur Strahlablenkung in x- und z-Richtung verwendet. In diesem Fall handelt es sich jedoch um die Ablenkung von positiven Alkaliionen. Die geometrische Anordnung der Aperturen und der beiden Ablenkplattenpaare, sowie die Verwendung zeitlich variabler Ablenkspannungen bilden hierbei den entscheidenden Unterschied zur Anordnung in Abb. 2-8. Daher soll zunächst die Ablenkung eines Ionenstrahls im elektrostatischen Feld eines Plattenkondensators behandelt werden, um anschließend auf die hier Verwendung findende Methode zur Erzeugung kurzer Ionenpulse einzugehen. Es wird gezeigt, dass dies durch eine zeitlich variable Ablenkung des Ionenstrahls realisiert werden kann, wodurch dieser anschließend eine entsprechend angeordnete Apertur überstreicht. Die damit realisierten zeitlichen Pulsbreiten  $\Delta\tau_{Puls}$  werden von der Schreibgeschwindigkeit des Ionenstrahls  $v_{Strahl}$ , der zeitlichen und der energetischen Dispersion, sowie durch die fokussierenden Eigenschaften der Strahlablenkung bestimmt.

Nachstehend wird eine theoretische Analyse hinsichtlich der so erzeugten Pulsbreiten  $\Delta\tau_{Puls}$  durchgeführt. Die Trajektorien der Ionen sowie die elektrischen Feld- und

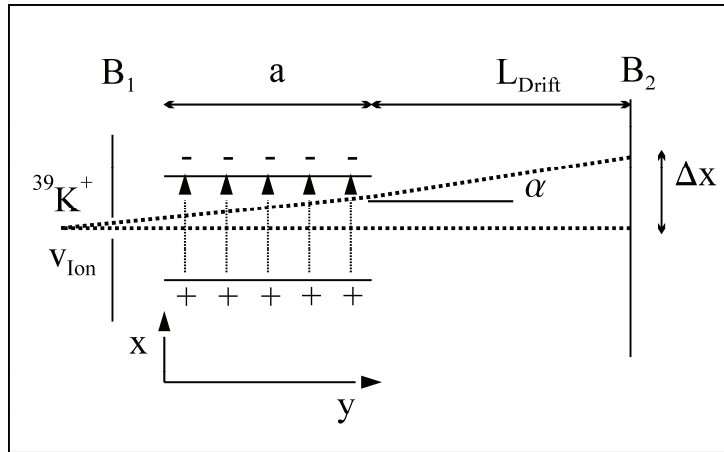


Potentialverläufe werden an Hand von Simulationsrechnungen mit dem Programm SIMION dargestellt [106]. Die Ergebnisse der theoretischen Analysen und Simulationen werden in Kapitel 4 behandelt.

### Ablenkung von Ionen im elektrostatischen Feld eines Plattenkondensators

Beschleunigt man ein Ion der Masse  $m_{Ion}$  und Ladung  $q$  durch eine Spannung  $U_{Quelle}$ , so gilt für die Geschwindigkeit des Ions:

$$v_{Ion} = \sqrt{\frac{2 \cdot q U_{Quelle}}{m_{Ion}}} \quad (2.22)$$



**Abb. 2-9** Skizze zur Ablenkung von  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen im homogenen elektrostatischen Feld eines Plattenkondensators

Beim Durchflug durch ein homogenes elektrisches Feld  $E$  wie in Abb. 2-9 wirkt eine konstante Ablenkkraft  $F=q \cdot E$  wodurch die Bahn des abgelenkten Ions durch eine Parabel charakterisiert werden kann. Mit  $v_{Ion}=[0, v_y, 0]$  und  $E=[E_x, 0, 0]$  erhält man für die Ablenkung:

$$\Delta x(y) = \frac{1}{2} b t^2 = \frac{q E_x y^2}{2 m_{Ion} v_y^2} \quad (2.23)$$

Mit (2.22) ergibt sich am Ende der Ablenkplatten ( $y = a$ ):

$$\Delta x(a) = \frac{E_x a^2}{4 U_{Quelle}} \quad (2.24)$$

Für die Steigung der Teilchenbahn folgt:

$$\tan \alpha = \left( \frac{dx}{dy} \right)_{y=a} = \frac{q E_x a}{m_{Ion} v_y^2} = \frac{E_x a}{2 U_{Quelle}} \quad (2.25)$$

Am Ort der Blende  $B_2$  mit einem Abstand  $L_{Drift}$  vom Ende des Ablenkplattenpaares ergibt sich eine Ablenkung

$$\begin{aligned}\Delta x(a + L_{Drift}) &= \frac{E_x a^2}{4U_{Quelle}} + L_{Drift} \tan \alpha \\ &= \frac{E_x a}{2U_{Quelle}} \left( \frac{a}{2} + L_{Drift} \right) .\end{aligned}\quad (2.26)$$

Mit dem elektrischen Feld  $E_x = \frac{U}{d}$  und der kinetischen Energie  $E_{kin} = q * U_{Quelle}$  folgt:

$$x(U) = \frac{qU}{4E_{kin}} * \frac{a * (a + 2L_{Drift})}{d} \approx \frac{qU}{2E_{kin}} \frac{aL_{Drift}}{d} \quad (2.27)$$

Unter Verwendung von zwei separaten Ablenkplattenpaaren (P3P4, P5P6) zweier Aperturen B<sub>1</sub>, B<sub>2</sub> wie in Abb. 2-10 und zeitlich variabler Ablenkspannungen an den Plattenpaaren gelingt die Erzeugung kurzer Ionenpulse wie nachstehend verdeutlicht wird.

### **Pulsdauer bei Strahlablenkung in elektrischen Feldern: der quasistatische Fall**

Wie zuvor im Unterkapitel 2.2.2 gezeigt, gilt für ein Ablenkplattenpaar mit einer Plattenlänge  $a$ , einem Plattenabstand  $d$  und einer Driftstrecke  $L_{Drift}$  die Gleichung (2.27). Hierdurch wird die Auslenkung für Ionen der Energie  $E_{kin}$  und Ladung  $q$  charakterisiert.

$$x(U) \approx \frac{qU}{2E_{kin}} \frac{aL_{Drift}}{d} \quad (2.28)$$

Der quadratische Term in (2.27) ist für große Driftstrecken  $L_{Drift} \gg a$  vernachlässigbar. Die tatsächliche Auslenkung durch das Ablenkplattenpaar wird aufgrund von Randfeldern der Ablenkplatten beeinflusst. Dies führt im Fall statischer Ablenkspannungen zu einer effektiven Plattenlänge  $a_{eff}^{stat}$  welche von der geometrischen Plattenlänge  $a$  abweicht ( $a_{eff}^{stat} \neq a$ ). Für die in dieser Arbeit verwendete geometrische Anordnung des Plattenpaares P3P4 und ein die Randfelder begrenzendes elektrostatisches Linsenpaar (Abb. 2-13) wurden mittels SIMION-Rechnungen die effektiven statischen Plattenlängen  $a_{eff}^{stat}$  bestimmt (S.33).

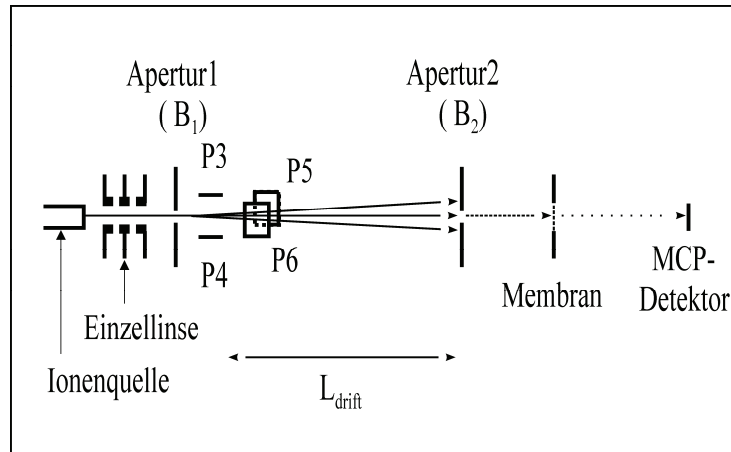
Die Schreibgeschwindigkeit  $v_{Strahl}$  mit der der Ionenstrahl die Apertur B<sub>2</sub> im Abstand  $L_{Drift}$  überstreicht ist, bei linearer Änderung der Ablenkspannung  $U$  mit einer Anstiegszeit  $t_{Flanke}$ , gegeben durch:

$$v_{Strahl} = \frac{dx}{dt} = \frac{x_{Max.}}{t_{Flanke}} \quad (2.29)$$

Die Gültigkeit dieser Gleichung ist auf den quasistatischen Fall begrenzt. Dieser ist dadurch gekennzeichnet, dass der Wert der Anstiegszeit  $t_{Flanke}$ , des zeitlich variierten

Potentials der Platten­spannung, groß ist im Vergleich zur Flugzeit der Ionen durch das ablenkende Feld des Platten­paares.

Zur Definition der Pulsdauer  $\Delta\tau_{Puls}$  aufgrund der Schreibgeschwindigkeit  $v_{Strahl}$  wird von einem annähernd kreisförmigen Strahlprofil des Ionenstrahls mit Strahldurchmesser  $d_{Strahl}$  ausgegangen. Dieser überstreicht die kreisförmige Lochblende  $B_2$  (siehe Abb. 2-10) mit Durchmesser  $d_{Blende2}$ .



**Abb. 2-10** Skizze zur Erzeugung kurzer Ionenpulse mittels Ablenkung des kontinuierlichen Ionenstrahls in einem zeitlich variablen elektrischen Feld eines Ablenkplatten­paares P3-P4;

Die Pulsdauer kann daher mit

$$\Delta\tau_{Puls} = \frac{d_{Strahl} + d_{Blende2}}{v_{Strahl}} \quad (2.30)$$

angenähert werden. Dabei können folgende Grenzfälle unterschieden werden:

$$\Delta\tau_{Puls} = \frac{d_{Blende2}}{v_{Strahl}} \quad \text{für } d_{Blende2} \gg d_{Strahl}$$

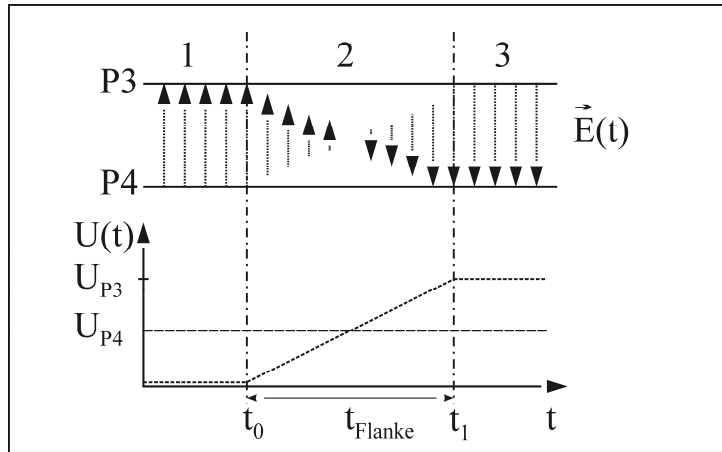
und

$$\Delta\tau_{Puls} = \frac{d_{Strahl}}{v_{Strahl}} \quad \text{für } d_{Blende2} \ll d_{Strahl}$$

### Pulsdauer und effektive Plattenlänge bei schnellen Feldänderungen: der dynamische Fall

Die zur Variation der Ablenkspannung  $U$  hier Verwendung findenden Hochspannungsschalter zeichnen sich durch ihre schnellen Feldänderungen mit anschließend konstanter Platten­spannung aus. Aus Gleichung (2.27) folgt, dass die maximale Auslenkung des Ionenstrahls  $x_{Max}$  der geometrischen Plattenlänge  $a$  proportional ist ( $x_{Max} \sim a$ ). Für den Fall dass die Anstiegszeiten  $t_{Flanke}$  kürzer sind als die Flugzeit der Ionen durch das ablenkende elektrische Feld wird im Folgenden aufgezeigt, dass die

Schreibgeschwindigkeit  $v_{Strahl}$  unabhängig von der Plattenlänge  $a$  und der Anstiegszeit  $t_{Flanke}$  ist. Die Abb. 2-11 zeigt schematisch den Spannungs- und Feldverlauf an einem Ablenkplattenpaar (hier mit P3, P4 bezeichnet).



**Abb. 2-11** Skizze zum Spannungs- und Feldverlauf am Ablenkplattenpaar P3-P4

Der Spannungsverlauf  $U_{P3}(t)$  an der Ablenkplatte P3 kann wie in der Abbildung dargestellt durch die Annahme eines linearen Anstiegs beschrieben werden. Die Ablenkplatte P4 verbleibt auf einem konstanten Potential  $U_{P4}=0.5 \cdot U_{P3}$ . Mit  $t_0=0$  und  $t_1=t_{Flanke}$  gilt:

$$U_{P3}(t) = \begin{cases} 0 & \text{für } t \leq 0 \\ U_{P3} \frac{t}{t_{Flanke}} & \text{für } 0 < t < t_{Flanke} \\ U_{P3} & \text{für } t > t_{Flanke} \end{cases} \quad (2.31)$$

$$U_{P4} = \frac{U_{P3}}{2} = \text{konst.}$$

Zur Erzeugung und Bildung der kurzen Pulse tragen ausschließlich jene Ionen bei, welche sich im vom Ionenstrahl überschriebenen Bereich der Öffnung der Blende  $B_2$  befinden. Dies bedeutet für den dargestellten Fall, mit kurzen Anstiegszeiten  $t_{Flanke}$ , eine geringe Auslenkung der Ionen um die Strahlachse. Für den Fall, dass die Anstiegszeit  $t_{Flanke}$  klein gegen die Flugzeit der Ionen durch das ablenkende Plattenpaar ist, soll im Folgenden vom dynamischen Fall gesprochen werden. Zum besseren Verständnis kann man hierfür das Plattenpaar in 3 separate Abschnitte (hier mit 1-3 bezeichnet) unterteilen. Wie in Abb. 2-11 dargestellt, können für den Eintritt (Abschnitt 1) und Austritt (Abschnitt 3) der Ionen, unter Vernachlässigung inhomogener elektrischer Randfelder, jeweils ein zeitlich konstantes elektrisches Feld angenommen werden. Abschnitt 1 und Abschnitt 3 unterscheiden sich lediglich durch eine um  $180^\circ$  gedrehte Feldrichtung. Lediglich im Abschnitt 2 ändert sich das Feld zeitabhängig. Bei einer Plattenspannung von  $U_{P3}=U_{P4}$  ist das elektrische Feld in Abschnitt 2 gleich Null.

Ebenso heben sich für Ionen, die zum Puls beitragen, die Ablenkungen der Abschnitte 1 und 3 näherungsweise gegeneinander auf. Die Beschreibung der zeitabhängigen Auslenkung gelingt unter Annahme einer Änderung der Längen bzgl. der einzelnen Abschnitte. Für zwei Ionen, welche das Ablenkkfeld der Platten mit einer Geschwindigkeit  $v_{Ion}$  und einer kleinen Zeitdifferenz  $\Delta t$  durchqueren, ist das elektrische Feld des Abschnittes 2 stets Null. Die Länge des Abschnitts 1 ist für das zeitlich verzögerte Ion um eine Strecke  $v_{Ion} * \Delta t$  verkürzt, die Länge des Abschnittes 3 hingegen um die gleiche Strecke verlängert. Im Vergleich zum quasistatischen Fall, mit einer geometrischen Plattenlänge  $a$ , entspricht die Länge des Abschnittes 2 einer effektiven Plattenlänge  $a_{eff}$ . Diese kann durch

$$a_{eff} = v_{Ion} * t_{Flanke} \quad (2.32)$$

beschrieben werden. Für die Schreibgeschwindigkeit im dynamischen Fall ergibt sich somit unter Vernachlässigung des quadratischen Terms:

$$v_{Strahl} = \frac{qU}{2E_{kin}} * \frac{L_{Drift} * v_{Ion}}{d} = \frac{qUL_{Drift}}{d} * \sqrt{(2m_{Ion}E_{kin})} \quad \text{für } a_{eff} \leq a \quad (2.33)$$

Wie aus (2.33) hervorgeht ist die Schreibgeschwindigkeit  $v_{Strahl}$  unabhängig von der Anstiegszeit  $t_{Flanke}$  und der geometrischen Länge  $a$  der Ablenkplatten. Dagegen ist sie in diesem Fall abhängig von der Ionengeschwindigkeit  $v_{Ion}$ . Mit der Ionengeschwindigkeit

$$v_{Ion} = \sqrt{\frac{2E_{kin}}{m_{Ion}}} \quad (2.34)$$

kann daraus die Massenabhängigkeit der Schreibgeschwindigkeit gefolgert werden.

$$v_{Strahl} \sim \sqrt{m_{Ion}} \quad (2.35)$$

Dies steht im Gegensatz zur massenunabhängigen Ablenkung der Ionen in einem elektrischen Feld unter den Bedingungen des quasistatischen Falles.

### **Ionenenergie im dynamischen Fall**

Für den quasistatischen Fall der Ionenablenkung ist die Energie der Ionen vor und nach dem Eintritt in das konservative elektrische Ablenkkfeld  $E$  der Plattenanordnung identisch (siehe Abb. 2-13). Das elektrische Feld verändert sich während des Transits der Ionen durch die Ablenkanordnung in erster Näherung nicht. Im Bereich der Randfelder des Eintrittsbereiches werden die Ionen zunächst beschleunigt, während sie in den Randfeldern des Austrittsbereiches eine gleiche Abbremsung erfahren (siehe Abb. 2-13), d.h. beide Anteile heben sich gegenseitig auf. Im dynamischen Fall verändert sich das Ablenkkfeld  $E$  im zeitlichen Verlauf des Ionentransits durch die Ablenkeinheit. Damit sind die Randfelder die auf die Ionen wirken nicht mehr identisch und führen nicht mehr zur Kompensation der beschleunigenden bzw. abbremsenden Anteile. Infolge dessen werden die Ionen je nach Polarität des Feldes insgesamt beschleunigt

oder abgebremst. In Abb. 2-13 sind die Feldverläufe mittels SIMION Simulationsrechnungen dargestellt. Die daraus resultierenden Energieverläufe für die statischen Grenzfälle und den dynamischen Fall sind in Abb. 2-17 und Abb. 2-18 abgebildet. Wie nachfolgend gezeigt wird, ist im dynamischen Fall, d. h. bei schnellen Feldänderungen, die resultierende Energieänderung von den Trajektorien der Ionen abhängig. Die im Einzelnen daraus resultierenden Energieänderungen der Ionen führen auf Grund des endlichen Strahldurchmessers zu einer breiten Energieverteilung der Ionen und damit zu einer Dispersion der Pulse. Die daher im dynamischen Fall auftretende Energie- und Zeitdispersion der Ionenpulse wird im Folgenden analytisch abgeschätzt und anschließend mit Simulationsrechnungen im hieran anschließenden Unterkapitel (S.33) verglichen.

In einer ersten Näherung wird für die Ionen die zum Puls beitragen deren Auslenkung innerhalb des Plattenpaares sowie deren Richtungsänderung als vernachlässigbar klein angenommen. Für eine Abschätzung kann der lineare Spannungsverlauf aus Gleichung (2.31) verwendet werden. Dies bedeutet wie bereits erwähnt, dass das Potential an der Ablenkplatte P3 zeitlich variiert ( $U_{P3}(t)$ ) wird, während an der Ablenkplatte P4 ein zeitlich konstantes Potential  $U_{P4}=0.5*U_{P3}$  anliegt. Die Überlagerung beider Felder liefert das entsprechende Ablenkkfeld innerhalb des Plattenpaares.

Dieses Ablenkkfeld und seine zeitliche Variation können in einem zweiten Ansatz durch die Überlagerung zweier anderer elektrischer Felder beschrieben werden [97]. Hierzu nimmt man zunächst ein symmetrisches Feld für beide Platten an, wobei an beiden Platten P3, P4 die Spannungen  $U_{P3}^{sym}(t)$ ,  $U_{P4}^{sym}(t)$  in gleicher Weise eine zeitliche Veränderung erfahren. Das zweite Feld, welches zur Überlagerung beiträgt, ist ein antisymmetrisches Feld, bei welchem die Plattenspannungen  $U_{P3}^{anti}(t)$  und  $U_{P4}^{anti}(t)$  eine entgegengesetzte Polarität besitzen.

$$U_{P3}^{sym} = \frac{U_{P3}}{4} + \frac{U_{P3}}{2} * \frac{t}{t_{Flanke}} = U_{P4}^{sym} \quad \text{für } 0 < t < t_{Flanke} \quad (2.36)$$

$$U_{P3}^{anti} = -\frac{U_{P3}}{4} + \frac{U_{P3}}{2} * \frac{t}{t_{Flanke}} = -U_{P4}^{anti} \quad \text{für } 0 < t < t_{Flanke} \quad (2.37)$$

Außerhalb der unter (2.36) und (2.37) vorgegebenen Zeitbereiche werden die Spannungen an P3 und P4 konstant und sind durch folgende Werte bestimmt:

$$\begin{aligned} U_{P3}^{sym} &= \frac{U_{P3}}{4} = U_{P4}^{sym} & \text{für } t < 0 \\ U_{P3}^{anti} &= -\frac{U_{P3}}{4} = -U_{P4}^{anti} & \text{für } t < 0 \end{aligned} \quad (2.38)$$

$$\begin{aligned}
U_{P3}^{sym} &= \frac{3}{4} * U_{P3} = U_{P4}^{sym} & \text{für } t > t_{Flanke} \\
U_{P3}^{anti} &= \frac{U_{P3}}{4} = -U_{P4}^{anti} & \text{für } t > t_{Flanke}
\end{aligned} \tag{2.39}$$

Entsprechend der vorherigen Annahme ergibt eine Superposition des symmetrischen Feldes mit dem antisymmetrischen Feld wieder den ursprünglichen Spannungsverlauf am Plattenpaar P3-P4,

$$U_{P3}(t) = U_{P3}^{sym} + U_{P3}^{anti} = U_{P3} \frac{t}{t_{Flanke}} \tag{2.40}$$

und

$$U_{P4} = U_{P4}^{sym} + U_{P4}^{anti} = \frac{U_{P3}}{2} . \tag{2.41}$$

Die schnelle zeitliche Änderung beider Felder bewirkt eine Beschleunigung der Ionen und führt zu einer Fokussierung des Ionenstrahls.

Betrachtet man zunächst das Verhalten innerhalb des symmetrischen Feldes, so erkennt man, dass die Ionen zunächst durch das abbremsende Potential  $U_{P3}^{sym} = 1/4 U_{P3}$  Energie verlieren. Im Bereich der Ablenkplatten erfahren die Ionen während der Änderung der Potentiale an den Platten keine Energieänderung (Abb. 2-18). Erst beim Verlassen der Platten werden die Ionen durch das Potential  $U_{P3}^{sym} = 3/4 U_{P3}$  erneut beschleunigt. Damit ergibt sich insgesamt ein von der Ionentrajektorie unabhängiger Energiegewinn:

$$\Delta E_{sym} = \frac{qU_{P3}}{2} \tag{2.42}$$

Auch im Falle des antisymmetrischen Feldes sind die beteiligten Randfelder für die Beschleunigung der zum Puls beitragenden Ionen verantwortlich, während sich die Beschleunigungen innerhalb des Plattenpaares aufheben (Abb. 2-18).

Für positiv geladene Ionen ist der Energiegewinn bei Annäherung an die Ablenkplatten von deren Flugbahn abhängig. Ionen, deren Trajektorien näher an der positiv geladenen Ablenkplatte verlaufen, verlieren Energie und werden abgebremst. Für Trajektorien, welche dagegen näher zur negativ geladenen Ablenkplatte verlaufen, resultiert ein Energiegewinn aus der entsprechenden Beschleunigung. Ionen mit Trajektorien entlang der Symmetrieebene bleiben hingegen energetisch unverändert.

Im Gegensatz zum quasistatischen Fall der Ablenkung hat sich im dynamischen Fall, d. h. bei schneller zeitlicher Änderung des Feldes, die Feldrichtung für die Ionen beim Verlassen des Plattenpaares im Ausgangsbereich umgekehrt. Dies führt auch in diesem Bereich für die Ionen zu einer bahnabhängigen Beschleunigung und somit ebenfalls zu einer Energieänderung.

Nachfolgend wird dies kurz an Ionentrajektorien die parallel zur Symmetrieebene und mit einem Abstand  $x_B$  zu dieser verlaufen erläutert (siehe Abb. 2-18). Für positive Ionen mit einem Abstand  $x_B$  zur Symmetrieebene beträgt das beschleunigende Potential  $\Delta U_{Ein}^*(x_B/d)$  gegenüber dem Zentralstrahl mit  $x_B=0$ . Hierbei gilt für  $\Delta U_{Ein}$ :

$$\Delta U_{Ein} = U_{P3}^{anti}(0) - U_{P4}^{anti}(0) \quad (2.43)$$

Hierbei stellt (2.43) die Potentialdifferenz der Ablenkplatten im Eingangsbereich des Feldes dar. Für den Ausgangsbereich der Platten erhält man dementsprechend, unter Vernachlässigung der Ablenkung bzw. der Versetzung innerhalb des Plattenpaares, die Potentialdifferenz  $\Delta U_{Aus}^*(x_B/d)$ . Hierbei gilt für  $\Delta U_{Aus}$ :

$$\Delta U_{Aus} = U_{P3}^{anti}(t_{Flanke}) - U_{P4}^{anti}(t_{Flanke}) \quad (2.44)$$

Insgesamt ergibt sich somit für den antisymmetrischen Feldanteil die folgende bahnabhängige Energiedifferenz:

$$\Delta E_{anti} = q * (\Delta U_{Ein} - \Delta U_{Aus}) * \frac{x_B}{d} \quad (2.45)$$

Mit Gleichung (2.37) gilt ferner:

$$\Delta U_{Ein} = -\frac{U_{P3}}{2} \quad \cap \quad \Delta U_{Aus} = \frac{U_{P3}}{2} \quad (2.46)$$

Womit sich die bahnabhängige Energiedifferenz

$$\Delta E_{anti} = -qU_{P3} \frac{x_B}{d} \quad (2.47)$$

ergibt. Dies bedeutet dass sich die Energie linear mit dem Abstand zur Symmetrieebene ändert. Für einen Ionenstrahl mit einem Strahldurchmesser  $d_{Strahl}$  erhält man somit eine entsprechende Breite der Energieverteilung von:

$$\Delta E_{Disp} = qU_{P3} \frac{d_{Strahl}}{d} \quad (2.48)$$

Innerhalb des Ablenkplattenpaares erleiden die Ionen einen Strahlversatz  $x_{Vers}$ . Dieses führt ebenfalls zu einer kleinen Variation der mittleren Energie der Ionen. Wie bereits gezeigt heben sich die Beschleunigungen zwischen den Ablenkplatten gegenseitig auf ( $\Delta U_{Ein} = -\Delta U_{Aus}$ ). Bei unendlich schnellen Feldänderungen erhält man näherungsweise mit

$$x_{Vers} \approx 2 * x \left( \text{mit } a = \frac{a_{eff}^{stat}}{2} \right) \quad (2.49)$$

aus Gleichung (2.27).

$$x_{Vers} = \frac{q\Delta U_{Ein}}{8E_{kin}} * \frac{(a_{eff}^{stat})^2}{d}, \quad (2.50)$$

womit für die Energieänderung auf Grund des Strahlversatzes folgt:



$$\Delta E_{Vers} = q \Delta U_{Aus} \frac{x_{Vers}}{d} = - \frac{q^2 U_{P3}^2}{32 E_{kin}} * \frac{(a_{eff}^{stat})^2}{d^2} \quad (2.51)$$

Die Energiedifferenz in Folge des Strahlversatzes steigt damit quadratisch mit der Ablenkspannung und dem Verhältnis von Plattenlänge zu Abstand an. Für die gesamte Energieänderung erhält man damit folgenden Ausdruck:

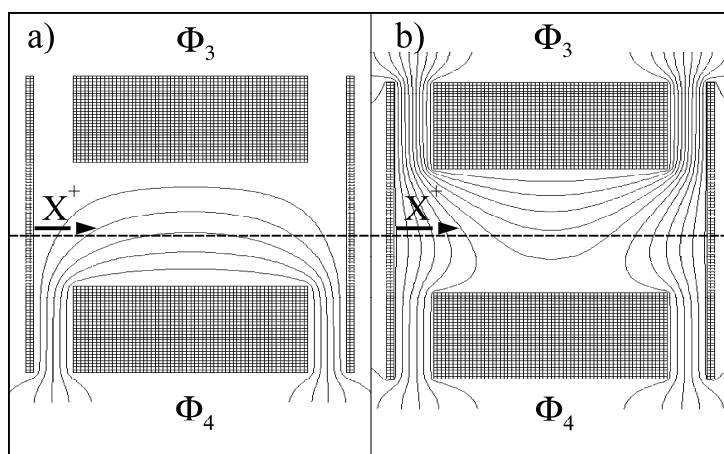
$$\begin{aligned} \Delta E_{Gesamt}(U_{P3}, x_B) &= \Delta E_{sym} + \Delta E_{anti} + \Delta E_{Vers} \\ &= q U_{P3} * \left( \frac{1}{2} - \frac{x_B}{d} - \frac{q U_{P3}}{32 E_{kin}} * \left( \frac{a_{eff}^{stat}}{d} \right)^2 \right) \end{aligned} \quad (2.52)$$

Aus Gleichung (2.52) geht hervor, dass die zu erwartende Energieänderung im Wesentlichen linear zur angelegten Ablenkspannung ist. Der quadratische Anteil ist demgegenüber klein. Der bahnunabhängige Teil von (2.52) dominiert die Gesamtbeschleunigung. Die Auflösung bzw. die Dispersion der Pulse wird dagegen entscheidend durch den bahnabhängigen Anteil, der linear mit dem Verhältnis  $x_B/d$  wächst, beeinflusst. Die für die Dispersion der Pulse hierbei zu berücksichtigende Strecke umfasst nicht nur die Strecke von Blende B<sub>2</sub> bis zur Probe bzw. dem Detektor, sondern auch die Strecke vom Ablenkplattenpaar bis zur Blende B<sub>2</sub>, d. h. sie umfasst die gesamte Strecke von Ablenkplattenpaar bis zur Probe respektive dem Detektor. Die Dispersion, die in diesem Zusammenhang durch die Energieunschärfe des Ionenstrahls hervorgerufen wird, wurde vernachlässigt. Wie aus den analytischen Rechnungen, den SIMION Simulationen und den experimentellen Ergebnissen aus Kapitel 4.4.2 hervorgeht, ist in dieser Arbeit die Dispersion der Pulse im Bereich niedriger Ionenenergien der entscheidende und begrenzende Faktor zur Erzeugung zeitlich kurzer Pulse.

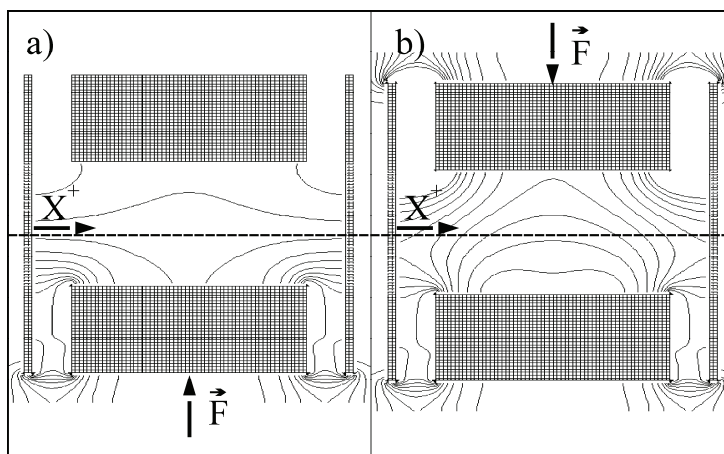
### **SIMION Simulationen und analytische Rechnungen zu Ionentrajektorien im quasistatischen und dynamischen Fall**

Die theoretischen Abschätzungen im vorangegangenen Unterkapitel beruhen auf der Annahme idealisierter Feldverläufe im Bereich des Ablenkplattenpaares P3-P4. Durch Simulationen mit der Software SIMION [106] und analytische Berechnungen soll die Richtigkeit der obigen Annahmen und Näherungen gezeigt werden. Hierdurch bietet sich im Weiteren die Möglichkeit die realen Feld- und Potentialverläufe des verwendeten Aufbaus in angenäherter Form darzustellen. Ebenso gelingt hierdurch eine Abschätzung bezüglich der effektiven statischen Länge  $a_{eff}^{stat}$ , der Energieänderungen durch das Ablenkplattenpaar im dynamischen Fall und der daraus resultierenden Pulsbreiten. Die zu erwartenden Pulsverbreiterungen durch die Energiedispersion werden im weiteren Verlauf der Auswertung in Kapitel 4.4.2 bestimmt.

Die Abb. 2-12 und Abb. 2-13 zeigt den Potential- und Feldverlauf für die zwei statischen Grenzfälle a)  $U_{P3}=0V$ ,  $U_{P4}=50V$  und b)  $U_{P3}=100V$ ,  $U_{P4}=50V$ . Im Randbereich der Ablenkplatten sind die oben erläuterten Feldinhomogenitäten erkennbar. Das Plattensystem ist von zwei kreisförmigen Lochblenden begrenzt, die mit Kupfernetzen bespannt sind und sich auf Erdpotential befinden. Dies verhindert Feldverzerrungen und -durchgriffe in Flugrichtung der Ionen.



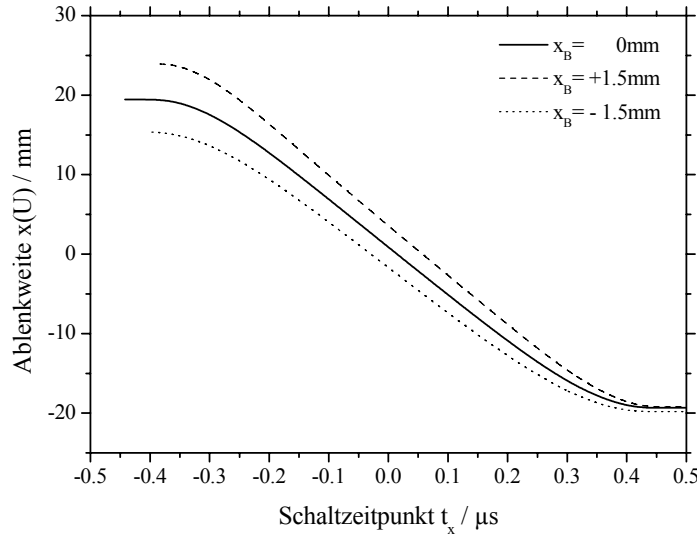
**Abb. 2-12** Simulierter Potentialverlauf für die statischen Grenzfälle: a)  $U_{P3}=0V$ ,  $U_{P4}=50V$ ; b)  $U_{P3}=100V$ ,  $U_{P4}=50V$ . Die geometrische Plattenlänge ist  $a=3cm$ , der Plattenabstand beträgt  $d=2cm$ .



**Abb. 2-13** Simulierter Feldverlauf für die statischen Grenzfälle: a)  $U_{P3}=0V$ ,  $U_{P4}=50V$ ; b)  $U_{P3}=100V$ ,  $U_{P4}=50V$ . Die geometrische Plattenlänge ist  $a=3cm$ , der Plattenabstand beträgt  $d=2cm$ .

In Abb. 2-14 sind Simulationsrechnungen für den zeitlichen Verlauf der Strahlauslenkung  $x(U)$  an der Blende  $B_2$  dargestellt. Die verwendete Schaltzeit betrug  $t_{Flanke}=50ns$  wie sie typischerweise auch in der experimentellen Realisierung durch den verwendeten schnellen Hochspannungsschalter auftreten (siehe Kap. 3.2.3). Oberhalb eines Zeitpunktes von  $|t_x|=400ns$  geht das zeitliche Verhalten in das der statischen

Grenzfälle über. Der Schaltzeitpunkt  $t_x$  des linearen Spannungsverlaufes aus Gleichung (2.31) wurde hierbei so gewählt, dass für  $t_x=0s$  die Ionen die Blende  $B_2$  passieren. Für die maximale Auslenkung des Zentralstrahls erhält man mit den Simulationsparametern einen Wert von  $x_{Max}=\pm 19.3mm$ . Aus dieser maximalen Auslenkung lässt sich für diesen Fall die effektive statische Plattenlänge  $a_{eff}^{stat}$  bestimmen.



**Abb. 2-14** Simulation der Ablenkweite  $x(U)$  eines Zentralstrahls ( $x_B=0mm$ ) und von Randstrahlen ( $x_B=1.5mm$ ;  $x_B=-1.5mm$ ) für  $^{39}K^+$ -Ionen mit einer kinetischen Energie  $E_{kin}=505.5eV$  in Abhängigkeit des Schaltzeitpunktes  $t_x$  ( $t_{Flanke}=50ns$ ;  $U_{P3}=100V$ ;  $L_{Drift}=0.286m$ ).

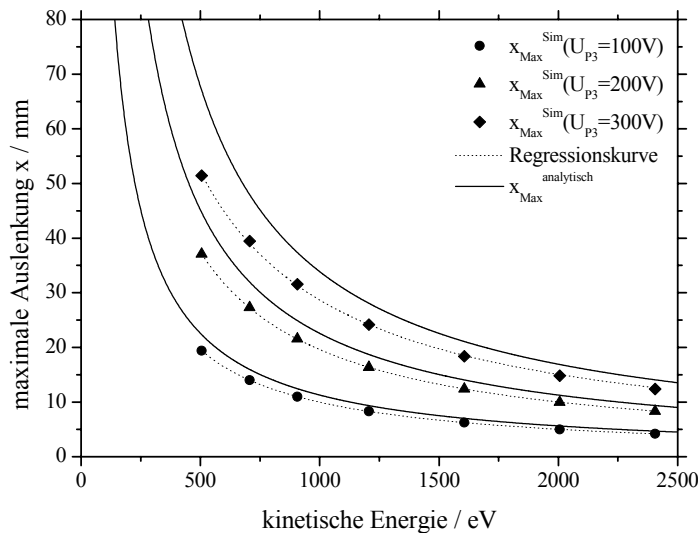
Aus Gleichung (2.27) folgt:

$$a_{eff}^{stat} = \frac{\sqrt{U_{P3}^2 L_{Drift}^2 + 8 U_{P3} d E_{kin} x_{max}(U_{P3}, E_{kin})} - U_{P3} L_{Drift}}{U_{P3}} \quad (2.53)$$

Das bedeutet die maximale Auslenkung, und damit die effektive statische Plattenlänge, wird von der Spannung an der Ablenkplatte P3 und von der kinetischen Energie der Ionen abhängig. Die effektive statische Plattenlänge stellt ein Maß hinsichtlich des Einflusses der Randfelder dar und ist nicht mehr direkt analytisch zugänglich. Im Folgenden wurden zur maximalen Auslenkung  $x_{Max}(U_{P3}, E_{kin})$  Simulationsrechnungen mit den entsprechenden geometrischen Parametern ( $a=3cm$ ,  $d=2cm$ ) der Ablenkplatten für  $^{39}K^+$ -Ionen durchgeführt. Die kinetische Energie der Ionen wurde dabei über einen Bereich von  $E_{kin}=500-2400eV$  und die Ablenkspannung an P3 im Bereich von  $U_{P3}=100-300V$  variiert. Zum Vergleich wurden die entsprechenden analytischen Kurven gemäß Gleichung (2.27) in Abb. 2-15 eingefügt. Das Verhalten der simulierten maximalen Auslenkung kann mit,

$$x_{\max}^{\text{Sim}} = \frac{1}{a + b E_{\text{kin}}} \quad (2.54)$$

angenähert werden. Wie aus Abb. 2-13 ersichtlich und zu erwarten war, führen die Randfelder zu einer Reduzierung des Bereiches homogener Felder innerhalb der geometrischen Plattenlänge  $a$  und damit zu einer effektiven Plattenlänge  $a_{\text{eff}}^{\text{stat}} < a$ .

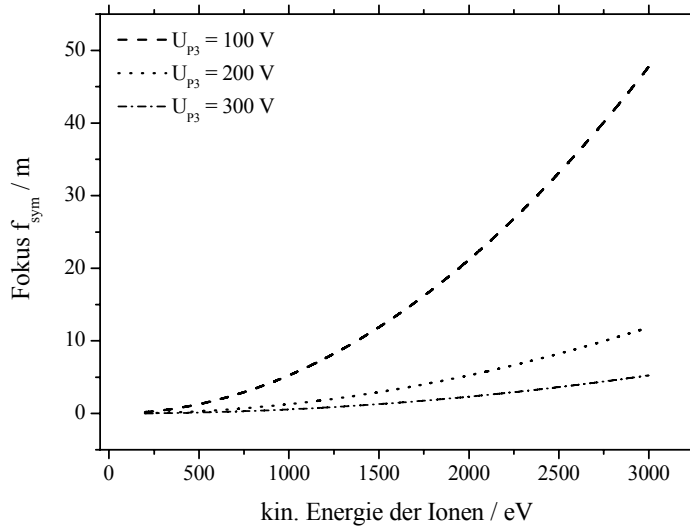


**Abb. 2-15** Simulation der maximalen Ablenkweite  $x_{\text{Max}}(U_{P3}, E_{\text{kin}})$  für  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen. Die Simulationsergebnisse wurden durch (2.54) angefitet. Zum Vergleich sind die analytischen Kurven gemäß Gleichung (2.27) dargestellt.

Die Simulation in Abb. 2-14 zeigt im Weiteren, dass die Strahlablenkung an der Blende  $B_2$  deutlich langsamer als die Spannungsänderung  $U_{P3}(t)$  verläuft. Auf Grund der Ablenkung der Randstrahlen ergibt sich nach dem Schaltvorgang eine Änderung des Strahldurchmessers. Damit zeigt sich, dass die Felder der Ablenkplatten eine fokussierende Wirkung besitzen, die den Ionenstrahl in Abhängigkeit von seiner Auslenkung in x-Richtung fokussieren. Der an der Blende  $B_2$  veränderte Strahldurchmesser kann daher zusätzlich die Pulsdauer der erzeugten Ionenpulse beeinflussen. Das Ablenkkfeld des Plattenpaares lässt sich gemäß (2.36) und (2.37) durch Superposition eines symmetrischen und antisymmetrischen Feldes beschreiben. Hierbei entspricht das symmetrische Feld näherungsweise einem Dipolfeld, das antisymmetrische Feld näherungsweise einem Quadrupolfeld. Die fokussierende Wirkung des symmetrischen Feldes kann durch Gleichung (2.55) abgeschätzt werden [97].

$$f_{\text{sym}} \approx \left( d_{\text{Strahl}} - \frac{d * E_{\text{kin}}}{q * \frac{U_{P3}}{2}} \right)^2 * \frac{1}{a} \quad (2.55)$$

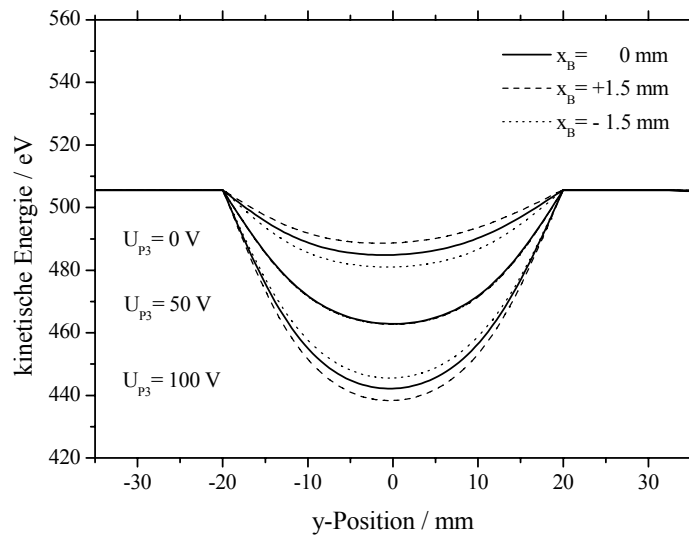
Für einen Ionenstrahl mit einem Durchmesser  $d_{Strahl}=3mm$ , Ablenkspannungen an P3 von  $U_{P3}=100V-300V$  und kinetische Energien im Bereich von  $E_{kin}=200eV-3000eV$  ergeben sich somit Fokallängen, wie sie in Abb. 2-16 dargestellt sind. Diese Abschätzung verdeutlicht ebenfalls, dass der Effekt der Strahlfokussierung auf Grund der apparativen Abmessungen und Geometrien Einfluss auf die Pulsbreite nehmen kann.



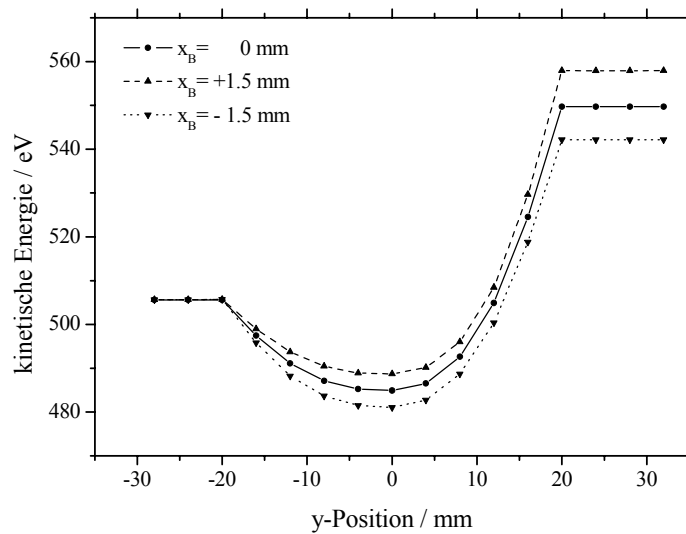
**Abb. 2-16** Fokusslänge  $f_{sym}$  des Ionenstrahls für Spannungen  $U_{P3}=100V$ ,  $=200V$  und  $=300V$  im Bereich kinetischer Energien  $E_{kin}=200-3000eV$ .

Um das Verhalten der kinetischen Energie der Ionen innerhalb des Ablenkplattenpaares P3-P4 hinsichtlich der Auslenkung im statischen Grenzfall gegenüber dem dynamischen Fall der Strahlpulsung zu verdeutlichen, wurden für diese beiden Situationen weitere Simulationen durchgeführt. Die folgende Abb. 2-17 zeigt die Änderung der Ionenenergie für die statischen Grenzfälle der Ablenkung für einen Zentralstrahl  $x_B=0mm$  und Randstrahlen mit  $x_B=+1.5mm$  und  $x_B=-1.5mm$ . Das Verhalten der Ionen innerhalb der statischen Felder der Ablenkplatten wird wie erwartet durch die Randfelder bestimmt in denen sie zunächst abgebremst und anschließend wieder beschleunigt werden. Nach Durchqueren des Feldes der Ablenkplatten besitzen die Ionen die gleiche Energie wie vor dem Eintritt in dieses. Für den Fall  $U_{P3}=50V$ ,  $U_{P4}=50V$  sind die Energieänderungen unabhängig von der Ionentrajektorie. Für die beiden anderen Grenzfälle  $U_{P3}=0V$ ,  $U_{P3}=100V$  werden die Randstrahlen wegen ihrer unterschiedlichen Trajektorien, im Vergleich zum Zentralstrahl, im elektrischen Feld entsprechend stärker oder schwächer beschleunigt bzw. abgebremst.

Für den dynamischen Fall, d. h. für schnelle Änderungen des elektrischen Feldes mit  $a_{eff} < a$  ist der entsprechend simulierte Energieverlauf in Abb. 2-18 dargestellt.



**Abb. 2-17** Simulation des Energieverlaufs innerhalb des Plattenpaares P3-P4 für eine statische Ablenkung. Dargestellt sind die statischen Grenzfälle mit  $U_{P3}=0V$ ,  $50V$ ,  $100V$ ,  $U_{P4}=50V$  für einen Zentralstrahl  $x_B=0mm$  und Randstrahlen  $x_B=+1.5mm$  bzw.  $x_B=-1.5mm$ .



**Abb. 2-18** Energieverlauf von Zentralstrahl und Randstrahlen innerhalb des Plattenpaares P3-P4 für den dynamischen Fall ( $a_{eff} < a$ ) der Strahlauslenkung, dargestellt für  $^{39}K^+$ -Ionen mit  $E_{kin}=505.5eV$  und  $U_{P3}=0-100V$ ,  $U_{P4}=50V$  ( $a=3cm$ ,  $d=2cm$ ).

Zu erkennen ist der Energiegewinn der Ionen auf Grund der zeitlichen Änderung der Randfelder während des Transits im Ausgangsbereich des Ablenkplattenpaares P3-P4. Aus den analytischen Abschätzungen mittels der Gleichungen (2.52) und (2.48) geht für

den Zentralstrahl des simulierten Beispiels ein Energiegewinn von  $\Delta E_{Gesamt} \approx 41.4 eV$  und eine Energiebreite von  $\Delta E_{Disp} = 15 eV$  hervor. Für die simulierten Werte erhält man einen Energiegewinn von  $\Delta E_{Gesamt} \approx 44.2 eV$  und eine Energiebreite von  $\Delta E_{Disp} = 15.7 eV$ .

### 2.2.3 Flugzeit-Massenspektrometer (TOF)

Bedingt durch die hier angewandte Methode zur Erzeugung kurzer Ionenpulse (siehe Unterkapitel 2.2.2) kann man für den verwendeten apparativen Aufbau im Rahmen der Massenspektrometrie von einem einstufigen Flugzeit-Massenspektrometer (TOF) sprechen. Es soll hier kurz die Funktionsweise eines solchen Flugzeit-Massenspektrometers erarbeitet werden (für genauere Betrachtungen siehe [101,102]).

In einer üblichen Anordnung eines einstufigen TOF-Spektrometers entstehen die Ionen der Masse  $m_{Ion}$  zum Zeitpunkt  $t=0s$  in einem begrenzten Volumen mit einer entsprechenden Potentialdifferenz durch die sie beschleunigt werden und die Geschwindigkeit

$$v_{Ion} = \sqrt{\frac{2qU}{m_{Ion}}} \quad (2.56)$$

erhalten (Abb. 2-19). Die Ionen durchlaufen dann eine feldfreie Driftstrecke  $L_{Drift}$ , bevor sie anschließend am Detektor registriert werden. Misst man die Zeit zwischen der Ankunft  $t=t_{Ion}$  und der Erzeugung  $t=0s$  so gilt für die Flugzeit:

$$t(m_{Ion}) = \frac{L_{Drift}}{v_{Ion}} = \frac{L_{Drift}}{\sqrt{\frac{2qU}{m_{Ion}}}} \quad (2.57)$$

Im Gegenzug ergibt sich aus der gemessenen Flugzeit  $t(m_{Ion})$  die Masse zu:

$$m_{Ion} = \frac{2qU}{L_{Drift}^2} t(m_{Ion})^2 \quad (2.58)$$

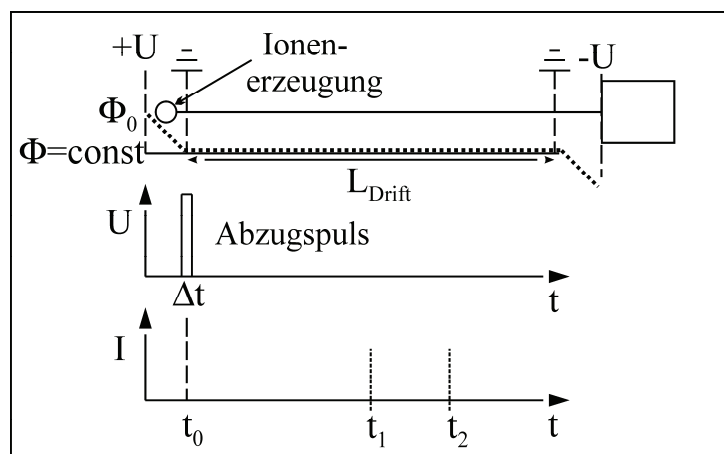


Abb. 2-19 Prinzip eines Flugzeit-Massenspektrometers

Das Massenauflösungsvermögen hängt ab von der Genauigkeit mit der man die Flugstrecke  $L_{Drift}$ , die Flugzeit  $t(m_{Ion})$  und die Beschleunigungsspannung  $U$  messen kann. Hierzu ist ein anfänglich hinreichend kurzer Ionenpuls mit Pulsbreite  $\Delta\tau_{Ion}$  notwendig. Um das Massenauflösungsvermögen zu verbessern, wurden von Wiley und McLaren eine entsprechende Modifikation mit einer zusätzlichen Beschleunigungsstrecke vorgeschlagen [101]. Eine weitere Möglichkeit der Verbesserung der Massenauflösung ist durch die Verwendung einer Reflektron-Anordnung gegeben [102]. Für weiterführende Details sei an dieser Stelle auf die schon erwähnte Literatur verwiesen. Da beide Verfahren zur Verbesserung der Massenauflösung hier durch die Methode der Pulserzeugung keine Bedeutung haben wird auf eine weitere Erläuterung verzichtet.

Für den oben beschriebenen dynamischen Fall der Pulserzeugung Abb. 2-10 entstehen die Ionen zum Zeitpunkt  $t=0s$  im begrenzten Volumen des Ablenkplattenpaares (P3-P4). Im Falle der quasistatischen Ablenkung entsteht der Ionenpuls an der Blende  $B_2$ , daher ist die Driftstrecke entsprechend zu korrigieren (siehe Unterkapitel 2.2.2). Die daraus resultierenden Flugzeiten, Pulsbreiten sowie die Verbreiterungsmechanismen der Ionenpulse wurden an vorheriger Stelle diskutiert. In dieser Arbeit findet lediglich der dynamische Fall zur Pulserzeugung Anwendung.

## 2.3 Transportmechanismen in polymeren Membranen

Im Folgenden erfolgt eine kurz Abhandlung über Transportmechanismen von Molekülen und Ionen in polymeren Membranen. Dabei wird auf Transportphänomene und Transportmechanismen wie sie z. Bsp. in wässriger Lösung auftreten oder auch im Bereich biologischer Systeme relevant sind verzichtet [1,2,107-110]. Es soll lediglich auf die in dieser Arbeit relevanten Mechanismen eingegangen werden. Aus historischen Gründen wird zunächst in Unterkapitel 2.3.1 die Diffusion behandelt, worauf sich in Unterkapitel 2.3.2 die Betrachtungen hinsichtlich des Ionentransports in porösen und kapillaren Materialien anschließt.

### 2.3.1 Diffusion

Bei Diffusionsphänomenen handelt es sich um die ungerichtete thermische Bewegung von Teilchen in einem Medium. Hierbei kann es sich zum Beispiel um die Bewegung von Atomen oder Molekülen in der Gasphase, in einer Flüssigkeit oder aber auch innerhalb eines Festkörpers handeln. Erstmals systematisch beschrieben wurde eine solche Bewegung von R. Brown 1828 nach dem diese ihren Namen trägt. Er beobachtete unter dem Mikroskop die Zitterbewegungen von in Wasser suspendierten Blütenpollen. Im speziellen versteht man unter Diffusion den Konzentrationsausgleich innerhalb eines makroskopischen Systems dessen Komponenten inhomogen verteilt sind. In einem solchen System entsteht ein gerichteter Teilchenfluss vom Bereich hoher



Konzentration hin zum Bereich niedriger Konzentration mit dem Bestreben den bestehenden Konzentrationsgradienten auszugleichen. Je nachdem, ob es sich im vorliegenden Fall um einen reinen Stoff oder um ein Stoffgemisch handelt, bezeichnet man den Diffusionsprozess als Selbstdiffusion oder als Fremddiffusion.

A. Fick definierte 1855 eine makroskopische Theorie zur Beschreibung von Diffusionsprozessen. Hiernach beschreibt das so genannte 1. Fick'sche Gesetz den Materiefluss  $j$  entlang eines Konzentrationsgefälles.

$$j = -D_t \frac{\partial c}{\partial x} \quad (2.59)$$

Berücksichtigt man, dass der Fluss  $j$  definiert ist als der Durchgang von  $dn$  Teilchen durch eine Fläche  $A$  pro Zeiteinheit  $dt$ , so ergibt sich mit

$$j = \frac{1}{A} \frac{\partial n}{\partial t} \quad (2.60)$$

auch folgende Schreibweise für das 1. Fick'sche Gesetz.

$$\frac{dn}{dt} = -AD_t \frac{\partial c}{\partial x} \quad (2.61)$$

Die allgemeine Diffusionsgleichung, auch 2. Fick'sches Gesetz genannt, ergibt sich aus der Kontinuitätsgleichung, d. h. der Teilchenzahlerhaltung

$$\frac{\partial c}{\partial t} = -\frac{\partial j}{\partial x} \quad (2.62)$$

zu:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D_t \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} \quad (2.63)$$

Der Diffusionskoeffizient  $D_t$  ist hierbei ein Maß für die Geschwindigkeit des ablaufenden Diffusionsprozesses. Als eine Lösung der obigen Differentialgleichung (2.63) erhält man für die Konzentration in Abhängigkeit von Ort und Zeit eine Gauß-Verteilung folgender Form:

$$c(x, t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi D_t t}} \exp\left(-\frac{x^2}{4D_t t}\right) \quad (2.64)$$

Auf atomarer Ebene erklärten Einstein und Smoluchowski 1905 die Brownsche Bewegung. Aus ihrem Ansatz geht ebenfalls (2.64) als Lösung hervor, was die mathematische Äquivalenz des makroskopischen und mikroskopischen Ansatzes zeigt. Die Einstein-Smoluchowski Gleichung für die Diffusion auf mikroskopischer Ebene ist gegeben durch:

$$\langle x^2(t) \rangle = 2D_s t \quad (2.65)$$

Sie setzt das mittlere Verschiebungsqadrat in Beziehung zur Zeitdauer des ablaufenden Diffusionsprozesses. Unter Berücksichtigung der mittleren Geschwindigkeit

$\bar{v}$  und der mittleren freien Weglänge der Teilchen  $\bar{\lambda}$  gilt für das mittlere Verschiebungsquadrat auch:

$$\langle x^2(t) \rangle = \frac{2}{3} \bar{v} \bar{\lambda} t \quad (2.66)$$

Damit folgt für den Diffusionskoeffizienten im Fall der Selbstdiffusion:

$$D_s = \frac{1}{3} \bar{v} \bar{\lambda} \quad (2.67)$$

Die Diffusionsphänomene von Gasen in ungeordneten und porösen Medien oder Materialien und Polymeren sind seit geraumer Zeit Gegenstand wissenschaftlicher Untersuchungen [111-132]. Die Aufklärung der dabei auftretenden Transportphänomene von Atomen, Molekülen und deren ionischen Spezies ist von generellem wissenschaftlichen als auch technologischem Interesse. Dabei spielt der Transport durch die Poren des jeweiligen Materials im so genannten Knudsen Regime die übergeordnete Rolle. Die Knudsen Diffusion bezeichnet den eingrenzenden Fall der molekularen oder atomaren Diffusion innerhalb der Poren. Im freien Porenvolumen sind dabei die innermolekularen Stöße und Wechselwirkungen vernachlässigbar. Ebenso sind die Flugzeiten aufeinander folgender Stöße mit den Porenwänden signifikant größer als die Wechselwirkungszeiten zwischen der diffundierenden Spezies und den Porenwänden.

Experimentell können zwei Arten der Diffusion unterschieden werden. Zum einen die oben genannte Transport Diffusion, bei der die Partikel auf Grund einer Nicht-Gleichgewicht Situation ( z. Bsp. Konzentrationsgradient) von einer Seite des Systems zur Anderen diffundieren. Diese Art der Diffusion wird durch den Transport-Diffusionskoeffizienten  $D_t$  beschrieben, welcher durch das 1. Fick'sche Gesetz (2.59) definiert ist. Zum anderen die ebenso oben eingeführte Selbstdiffusion unter Gleichgewichtsbedingungen. Auch hier beschreibt der Selbst-Diffusionskoeffizient  $D_s$  definiert durch die Einstein-Smoluchowski Beziehung (2.65) die experimentelle Situation. Unter den Bedingungen der Knudsen Diffusion erwartet man das beide Diffusionskoeffizienten übereinstimmen. S. Zschiegner et al. zeigten an Hand von Simulationsrechnungen für die molekulare Diffusion an linearen Nanoporen unterschiedlicher Rauigkeit im Knudsen Regime das  $D_t = D_s$  ist [125,126,131,132].

Für den freien molekularen (Knudsen) Fluss in porösen Medien gilt:

$$j_k = w \bar{v} (n_2 - n_1) \quad (2.68)$$

Dabei ist  $n_2$  und  $n_1$  die jeweilige molekulare Dichte auf beiden Seiten des Mediums,  $w$  ein dimensionsloser Wahrscheinlichkeitsfaktor und  $\bar{v}$  die mittlere molekulare oder atomare Geschwindigkeit. Aus der kinetischen Gastheorie folgt für  $\bar{v}$ :

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}} \quad (2.69)$$

Hierbei ist  $R$  die allgemeine Gaskonstante,  $T$  die Temperatur und  $M$  die molare Masse des Gases. Der Wahrscheinlichkeitsfaktor  $w$  enthält konkrete Annahmen zur Porengeometrie und die in den Poren stattfindenden Streuprozesse. Unter der Annahme diffuser Streuung erhält man für zwei simple geometrische Fälle folgende Werte für  $w$ : a) für infinitesimal dünne Öffnungen gilt:  $w=l/4$ ; und b) für eine lange gerade Röhre mit Radius  $r$  und Länge  $l$  ( $l \gg r$ ) gilt:  $w=(2/3)*(r/l)$  [133]. Der am häufigsten anzutreffende Fall für poröse Medien stellt eine parallele Anordnung von Fall b) dar. Damit erhält man für den Knudsen Fluss:

$$j_k = \left( \frac{2}{3} \frac{r}{l} \right) \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}} (n_2 - n_1) \quad (2.70)$$

Unter der Konvention, dass der Fluss von hoher zu niedriger Konzentration und entlang der Achse der zylindrischen Pore verläuft gilt die differentielle Schreibweise:

$$j_k = - \left( \frac{2}{3} r \right) \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}} \left( \frac{dn}{dx} \right) \quad (2.71)$$

Oder ausgedrückt in molekularer Konzentration:

$$j_k = - \left( \frac{2}{3} r \right) \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}} \left( \frac{dc}{dx} \right) \quad (2.72)$$

In Analogie zur makroskopischen Transportdiffusion  $j$  von Gasen kann man nun den Knudsen Diffusionskoeffizienten  $D_K$  für den Fluss in einer langen geraden Pore definieren:

$$D_K = \frac{2}{3} r \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}} \quad (2.73)$$

Für andere Geometrien führt (2.68) zu ähnlichen Gleichungen aber mit anderen geometrischen Parametern. Aus diesem Grund wird oft eine generelle Gleichung mit einem Knudsen Koeffizienten  $K_0$  verwendet. Der Knudsen Koeffizient  $K_0$  wird danach definiert durch:

$$D_K = \frac{4}{3} K_0 \bar{v} \quad (2.74)$$

Auf Grund der komplexen Geometrie der meisten porösen Medien werden die Knudsen Diffusionskoeffizienten aus empirischen Daten berechnet. Eine typische Annahme für poröse Materialien ist, dass diese nur aus einem gewissen Prozentsatz an geöffneten Poren besteht (angegeben durch die Porosität  $\varepsilon_p$  des Materials), d. h. Poren mit Durchmesser  $d$  in denen Knudsen Fluss stattfinden kann. Andererseits besteht bei porösem Material die Möglichkeit von Verzweigungen innerhalb des Materials und somit der Verzweigung von Poren (angegeben durch die Tortuosität  $\tau_p$ ). Hierdurch wird die Länge der Poren beeinflusst. Mit den obigen Gleichungen für die Diffusion durch

eine einzelne Pore und den Materialeigenschaften poröser Medien kann man für den Diffusionskoeffizienten schreiben:

$$D_{K,Material} = \frac{\varepsilon_p}{\tau_p} D_{K,Pore} \quad (2.75)$$

Dieser Diffusionskoeffizient wird in der Literatur auch als effektiver Diffusionskoeffizient bezeichnet.

Für polymere Membrane kann die Diffusion einfacher Moleküle und Atome, im Allgemeinen unter der Annahme eines temperaturabhängigen Diffusionskoeffizienten  $D_{Polymer}$ , durch das 1. Fick'sche Gesetz beschrieben werden. R.J. Pace und A. Datyner untersuchten 1979 in ihrem theoretischen Modell, mittels statistische Mechanik, die Diffusion von einfachen Molekülen (wie z. Bsp.  $N_2$  oder  $O_2$ ) und die Temperaturabhängigkeit von  $D_{Polymer}$  in polymeren Membranen [118,121].

R.M. Barrer zeigte dass die Diffusion einfacher Moleküle durch Kautschuk ein aktivierter Prozess mit einer über weite Temperaturintervalle konstanten Aktivierungsenergie ist [111]. Hiernach gilt für den Diffusionskoeffizient für polymere Membrane die Arrhenius-Beziehung:

$$D_{Polymer} = D_0 \exp\left(-\frac{E_{akt}}{RT}\right) \quad (2.76)$$

$E_{akt}$  ist hierbei die entsprechende Aktivierungsenergie für den Diffusionsprozess und  $D_0$  eine Materialkonstante (Frequenzfaktor).

A. Tanioka untersuchte experimentell 1994 die Permeabilität von Parylene C Membranen unterschiedlicher Dicke ( $d=1\mu m-20\mu m$ ) [128]. Für den Diffusionskoeffizienten  $D$  und den Permeabilitätskoeffizienten poröser Materialien gilt generell der Zusammenhang:

$$P = DS \quad (2.77)$$

$S$  gibt hierbei die Löslichkeit eines Gases in einem Polymer an. Die Bestimmung der Permeabilitätskoeffizienten und der Diffusionskoeffizienten erfolgte an den Gasen  $He$ ,  $H_2$ ,  $CO_2$ ,  $O_2$  und  $N_2$  bei Drücken  $p < 1 atm$  bzw.  $p < 1.01325 bar$  und im Temperaturbereich von  $T=10-80^\circ C$ . Für Membrandicken  $d > 8\mu m$  folgte der Gastransport dem Mechanismus einer Diffusion in Flüssigkeiten, was für diese Dicken porenfreie Membrane implizierte. Bei Membrandicken  $d < 8\mu m$  zeigte der Gastransport ein Verhalten, welches durch die Annahme eines kombinierten Flusses aus obiger Flüssigkeitsdiffusion und Knudsen Diffusion durch Poren beschrieben werden konnte. Dies bedeutet dass in diesem Fall Diffusion durch die polymere Matrix und durch die auftretenden Poren stattfindet. Mit Verringerung der Membrandicke steigt die Anzahl der Poren und deren Durchmesser. Dies führt zu größeren Permeabilitätskoeffizienten. Bei einer homogenen dichten Membran ist der Permeabilitätskoeffizient konstant bei variablem Druck. Es gilt [134,135]:

$$\ln P = \ln P_0 - \frac{E_P}{RT} \quad (2.78)$$

Dabei ist  $E_P$  die Aktivierungsenergie der Permeabilität. Für den Fall einer porösen Membran werden zwei unterschiedliche Flüsse durch die Poren beobachtet. Der viskose Fluss und der Knudsen Fluss [130,136]. Für den viskosen Fluss durch die Poren ist deren Durchmesser wesentlich größer als die mittlere freie Weglänge des Gases  $d \gg \bar{\lambda}$ . Für den Permeabilitätskoeffizient gilt:

$$P = \left( \frac{B}{\eta} \right) \frac{(p_1 + p_2)}{2} \quad (2.79)$$
$$P = \frac{\left( \frac{A_1}{\eta} \right)}{T}$$

Hierbei sind  $p_1, p_2$  die Gasdrücke auf beiden Seiten der Membran,  $\eta$  die Viskosität des Gases und  $B, A_1 > 0$  membranspezifische Parameter. Für den Knudsen Fluss durch die Poren ist deren Durchmesser wesentlich kleiner als die mittlere freie Weglänge des Gases  $d \ll \bar{\lambda}$ . Für den Permeabilitätskoeffizient gilt:

$$P = \left( \frac{A_2}{\sqrt{m}} \right) \left( \frac{1}{\sqrt{T}} \right) \quad (2.80)$$

$A_2 > 0$  ist auch hier ein membranspezifischer Parameter und  $m$  das molekulare Gasgewicht.

Bei semikristallinen Polymeren enthält die Membran amorphe und kristalline Anteile und Gleichung (2.77) für den Permeabilitätskoeffizienten geht über in:

$$P = \frac{X_a D_a S_a}{\tau_p} \quad (2.81)$$

Hierbei ist  $X_a$  der Volumenanteil des amorphen Teiles des Polymers in dem ausschließlich die Diffusion stattfindet.  $D_a$  ist der Diffusionskoeffizient des amorphen Materials und  $S_a$  die Löslichkeit im amorphen Teil.  $\tau_p$  ist die Tortuosität der Membran die entscheidend durch den kristallinen Anteil bestimmt wird.

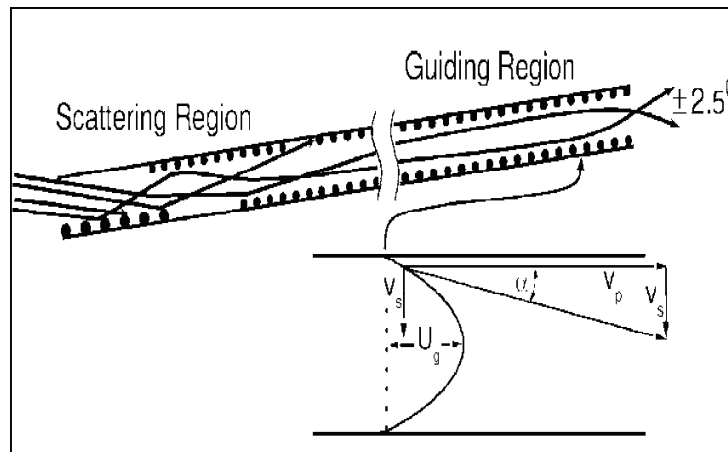
1974 untersuchte H. Yashuda die Porengröße von polymeren Membranen und 1990 die Morphologie und Porengröße von Membranen aus Parylen C und Parylene N an Hand von Untersuchungen hinsichtlich der Permeabilität und des Gastransportes durch die Membran [130,137]. Für die Porengröße gilt:

$$\begin{aligned}\varnothing_{Pore} &= \left( \frac{B_0}{K_p} \right) \frac{16}{3} \sqrt{\frac{2RT}{\pi}} \sqrt{M} \\ \text{mit } K_p &= \frac{3}{4} \left( \frac{\delta}{k_1 \tau_p^2} \right) \varepsilon_p \varnothing_{Pore} \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}} \\ \text{und } B_0 &= \frac{\varepsilon_p \varnothing_{Pore}^2}{k \tau_p^2}\end{aligned}\tag{2.82}$$

Dabei ist  $K_p$  der Knudsen Permeabilitätskoeffizient,  $B_0$  ist ein geometrische Faktor der Membran,  $R$  die allgemeine Gaskonstante und  $M$  die molare Masse des verwendeten Gases. Im Falle der untersuchten Membranen waren  $\delta/k_1=0.8$  und  $k=2.5$ . Der kinetische Parameter  $\varepsilon_p/(\tau_p)^2$  besitzt hierbei die physikalische Bedeutung einer effektiven Porosität. Für die Membranen wurden so Porengrößen im Bereich von  $\varnothing_{Pore} \approx 0.5-0.04 \mu m$  gefunden. Die Diffusionskoeffizienten der Parylene C und Parylene N Membranen konnten zu  $D_{PPX-C} = 8 \cdot 10^{-10} - 7.3 \cdot 10^{-9} cm^2 s^{-1}$  und  $D_{PPX-N} = 2 \cdot 10^{-8} - 6.5 \cdot 10^{-8} cm^2 s^{-1}$  bestimmt werden.

### 2.3.2 Geführte Transmission

Transportmechanismen von geladenen Teilchen durch nicht leitende strukturierte oder kapillare Targetmaterialien sind seit einiger Zeit von technischem und wissenschaftlichem Interesse [7,108,134,138-140]. Ausgehend von experimentellen Untersuchungen bezüglich der Transmission, des Ladungstransfers und der Bildung von so genannten „holen“ Atomen an metallischen Mikrokapillaren [141,142] wurden von Stolterfoth et al. äquivalente Untersuchungen mit hoch geladenen Ionen an nicht leitenden Polyethylen Terephthalate (PET) Folien mit Nanokapillaren durchgeführt [143-151]. In völligem Kontrast zu den Experimenten an metallischen Kapillaren, bei denen Ladungsverluste an den Kapillaroberflächen gefunden wurden, fand man im Falle der PET-Kapillaren, dass die Ladungszustände der transmittierten Ionen nahezu vollständig erhalten blieben [152]. Dieses Verhalten wurde insbesondere unter Verkipfung der Kapillarachse gegen die Strahlrichtung beobachtet, wobei der Winkel der Verkipfung oberhalb des Grenzwinkels lag, welcher dem Öffnungswinkel der Kapillare entsprach. Dies impliziert, dass die Ionen unter Ladungserhaltung entlang der Kapillarachse transmittiert werden (Abb. 2-20). In diesem Zusammenhang findet man in der Literatur den Ausdruck einer geführten Transmission von Ionen durch nanokapillare Nichtleiter oder Isolatoren [27,153-155].



**Abb. 2-20** Skizze zur Führung von hochgeladenen Ionen durch PET Kapillaren. Nach sukzessiver Aufladung der Kapillare werden die Ionen im Eingangsbereich so abgelenkt, dass sie den Ausgangsbereich der Kapillare erreichen. Auf Grund des Potentials  $U_g$  im Ausgangsbereich tritt der Ionenstrahl unter einem Divergenzwinkel  $\alpha$  (mit  $\tan \alpha = v_s/v_p$ ) aus der Kapillare aus. Bild aus [156].

In zahlreichen experimentellen Arbeiten finden sich Untersuchungen hinsichtlich der Abhängigkeit der Transmission vom Verkipfungswinkel, der Projektilenergie, des Kapillardurchmessers, der Kapillardichte und des Ladungszustandes [144,147,154-158]. Die ersten Experimente wurden hierbei an PET-Folien von  $10\mu\text{m}$  Dicke durchgeführt in die durchgängige Kapillaren mit Durchmessern von  $\varnothing = 100\text{nm}$  bzw.  $\varnothing = 200\text{nm}$  hineingeätzt wurden [148,153,159]. Zur Vermeidung von Aufladungseffekten an den Oberflächen während des Experimentes wurden die jeweiligen Vorder- und Rückseiten der PET-Folien mit einer dünnen ( $d=20\text{nm}$ ) Goldschicht bedampft. Die ersten Messungen mit  $\text{Ne}^{7+}$ -Ionen mit einer kinetischen Energie von  $E_{\text{kin}}=3\text{keV}$  zeigten, abweichend von der erwarteten Neutralisierung, bei Verkipfung der Kapillarachse gegen den Ionenstrahl eine Transmission vornehmlich von  $\text{Ne}^{7+}$ -Ionen mit  $E_{\text{kin}}=3\text{keV}$ . Dieses auch bei deutlich größeren Verkipfungswinkeln ( $\Psi$  bis  $\pm 20^\circ$ ) als dem Aspektwinkel ( $\beta \approx 5^\circ$ ) der Kapillaren. Die zeitliche Entwicklung der Transmission zeigt in diesem Zusammenhang eine Anstiegs- und Abklingcharakteristik, die dem Auf- und Entladevorgang eines Kondensators entspricht (Abb. 2-21). Für Kapillaren mit  $\varnothing = 100\text{nm}$ ,  $\text{Ne}^{7+}$ -Ionen mit  $E_{\text{kin}}=3\text{keV}$  und  $\Psi = 10^\circ$  ergab sich für das Anstiegsverhalten der Transmission:

$$1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_c}\right); \quad (2.83)$$

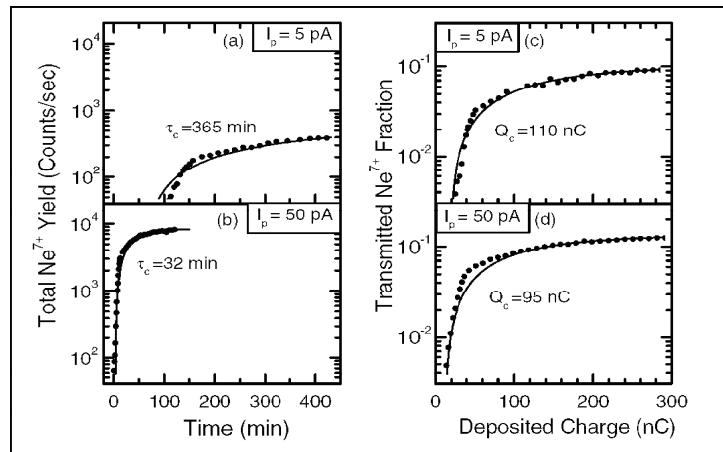
$$\tau_c = 2.5 \text{ min.}$$

Und für das zeitliche Abklingverhalten:

$$\exp\left(-\frac{t-t_0}{\tau_d}\right); \quad (2.84)$$

$$\tau_d \approx 35 \text{ min.}$$

Für Kapillaren mit  $\varnothing=200\text{nm}$  wurde  $\tau_c=0.75\text{min.}$ ,  $\tau_d\approx 45\text{min.}$  und eine geringere Transmissionsintensitäten gefunden [148,153,159]. In Abb. 2-21 sind experimentelle Daten aus [156] gezeigt. Für  $3.5\text{ keV Ne}^{7+}$  Ionen werden bei Kapillaren mit  $\varnothing=200\text{nm}$  und einem Anstellwinkel von  $\Psi=2.8^\circ$  ( $\beta\approx 1^\circ$ ) für geringere Gesamtintensitäten  $Y$  des Ionenstromes größere Aufladezeiten  $\tau_c$  gefunden.



**Abb. 2-21** Zeitliche Entwicklung der Gesamtintensität des Ionenstromes  $Y$  bei Ionenströmen  $I_p=5\text{pA}$  und  $I_p=50\text{pA}$  in der linken Abbildung. Transmittierter Anteil an  $\text{Ne}^{7+}$ -Ionen in der rechten Abbildung. Die Anstiegszeiten  $\tau_c$  und die damit korrespondierenden Ladungen  $Q_c=\tau_c I_p$  sind jeweils angegeben. Bild aus [156].

Aus diesen experimentellen Ergebnissen entwickelten Stolterfoth et al. ein Modell zur geführten Transmission hoch geladener Ionen durch Nanokapillare, welches im Folgenden erläutert wird (siehe auch Abb. 2-20) [27].

Die geführte Transmission entsteht demnach durch Aufladungsprozesse von Bereichen der Kapillarwände. Das Modell unterteilt die Kapillare dabei in drei wesentliche Teile. Den Eingangs- bzw. Streubereich, den Führungsbereich und Austrittsbereich der Kapillare (siehe Abb. 2-20). Im Eingangsbereich bildet sich durch die dort auftreffenden Ionen an der Kapillarwand „selbstorganisierend“ eine geladene Region aus. Das sukzessive stärker werdende elektrische Feld lenkt nachfolgende Ionen immer stärker ins Innere der Kapillare ab. Bei genügend starker Ablenkung transmittieren schließlich Anteile des Ionenstromes durch den ebenfalls aufgeladenen Führungsbereich ohne Stöße mit der Kapillarwand. Im Austrittsbereich der Kapillare kann je nach dem hier etablierten Potential eine Strahlaufweitung auftreten. Erreicht der Aufladungsprozess schließlich einen maximalen Wert so stellt sich ein Gleichgewicht



zwischen dem Verluststrom an Ionen in die Kapillare und dem auftretenden Entladestrom des aufgeladenen Bereiches ein. Dadurch stellen sich konstante Feldverhältnisse ein, die zu einem konstanten Transmissionsstrom führen. Für die zeitliche Entwicklung des unter den Winkeln  $\theta$  und  $\varphi$  beobachteten totalen Ionensignals gilt dann [156]:

$$Y = \int \frac{dY(\theta, \varphi)}{d\Omega} d\Omega \quad (2.85)$$

Mit  $d\Omega = d\theta d\varphi$ . Unter der Annahme von Gaussprofilen für das beobachtete Intensitätsprofil über  $\theta$  und  $\varphi$  folgt:

$$Y = \frac{\pi}{4 \ln 2} \frac{dY_{Max}}{d\Omega} \sigma_\theta \sigma_\varphi \quad (2.86)$$

Hierbei ist  $dY_{Max}/d\Omega$  das Maximum des Transmissionsprofils und  $\sigma_\theta$ ,  $\sigma_\varphi$  die Halbwertsbreiten unter den Winkeln  $\theta$  und  $\varphi$ . Zur Vereinfachung kann man  $\sigma_\theta = \sigma_\varphi = \sigma_t$  setzen. Die zeitliche Entwicklung des totalen Ionensignals kann durch folgenden Ausdruck angenähert werden:

$$Y(t) = Y_\infty \left\{ 1 - \exp \left[ -\frac{t - \tau_s}{\tau_c} \right] \right\} \quad (2.87)$$

Mit  $Y_\infty = Y(t \rightarrow \infty)$ , der Zeitkonstante  $\tau_c$ , die das Erreichen der konstanten Transmission beim Aufladungsprozess charakterisiert, und der Zeitkonstanten  $\tau_s$ , die die Zeitverzögerung bis zum einsetzen der Transmission berücksichtigt. Die deponierte Ladung  $Q_c$  erhält man durch Multiplikation von  $\tau_c$  mit dem Ionenstrom  $I_0$  zu:

$$Q_c = \tau_c I_0 \quad (2.88)$$

Diese Größe ist charakteristisch für die kapillare Aufladung. Der Grenzwert der Aufladung bei welcher die Transmission einsetzt, ergibt sich zu:

$$Q_s = \tau_s I_0 \quad (2.89)$$

Der transmittierte Anteil des Ionenstroms  $I_0$  wird mit dem Faktor  $f_\infty$  erhalten durch:

$$\begin{aligned} I_t &= f_\infty I_0 \\ f_\infty &= f(t \rightarrow \infty) \end{aligned} \quad (2.90)$$

Im Rahmen der experimentellen Beobachtungen waren (2.88) und (2.89) konstant. Der Faktor  $f_\infty$  stieg nur unwesentlich oder war konstant mit steigendem Ladestrom  $I_0$ . Diese schwache Stromabhängigkeit implizierte für das Modell der geführten Transmission die Annahme, dass die Ladungen im Eintrittsbereich, welche für das die Ionen ablenkende elektrische Feld verantwortlich sind, sich nicht wesentlich bei variierten Ionenströmen verändern. Die Gleichgewichtsladung der im Eingangsbereich einer Kapillare deponierten Elementarladungen  $e$  kann wie folgt abgeschätzt werden:

$$Q_\infty^e \approx n_c (Q_s + Q_c) \quad (2.91)$$

Hierbei berücksichtigt  $n_c$  die Kapillardichte der Folie. Für die zeitliche Entwicklung der Ladungen im Eintrittsbereich kann folgende Differenzialgleichung aufgestellt werden:

$$\frac{dQ(t)}{dt} = I_{in} - I_d(Q) - I_t(Q) \quad (2.92)$$

$I_{in}=n_c I_0$  kennzeichnet den in die Kapillare eintretende Ionenstrom.  $I_d$  ist der Entladestrom, welcher zum einen aus der Entladung durch Diffusion in die PET Matrix und zum anderen aus der Entladung durch einen Entladestrom entlang der Oberfläche der Kapillare zum metallisierten Rand besteht.  $I_t=f^*I_{in}$  beschreibt den Transmissionsstrom der am Kapillarende austretenden Ionen. Es wird davon ausgegangen, dass der wesentliche Anteil der Entladung über die Oberfläche stattfindet, da deren Leitfähigkeit die der Matrix um Größenordnungen übertrifft [160]. Unter Gleichgewichtsbedingungen ist die Ladungsänderung im Eingangsbereich konstant, so dass mit  $dQ(t)/dt=0$  gilt:

$$I_{in} - I_t(Q_\infty) - I_d(Q_\infty) = 0 \quad (2.93)$$

Wenn, wie bereits erwähnt, sich  $Q_\infty$  nicht wesentlich mit variiertem  $I_{in}$  ändert, folgt daraus, dass der Entladestrom mit Zunahme der deponierten Ladungsmenge steigen muss. Dieser Anstieg des Entladestroms kann mit dem Frenkel-Poole Prozess bei Nichtleitern erklärt werden [161,162]. Dies führt zu dem Ausdruck:

$$I_d(Q) = \frac{Q}{\tau_d} \exp\left(\sqrt{\frac{Q}{Q_d}}\right) \quad (2.94)$$

Hierbei sind  $Q_d$  und  $\tau_d$  Ladungs- und Zeitkonstanten, welche mit der Entladung der Kapillare assoziiert sind. Der beobachtete transmittierte Ionenstrom ist wie oben erwähnt  $I_t=f^*I_{in}$ , wobei  $f$  den Anteil des transmittierten Eingangsstromes angibt. Um  $f$  zu bestimmen, geben Stolterfoth et al. einen aus vorherigen Arbeiten semiempirisch abgeleiteten Ausdruck an [144,155]:

$$f(\Psi) = f(0) \exp\left[-\left(\frac{C_e E_{kin}}{qQ} + c_s\right) \sin^2 \Psi\right] \quad (2.95)$$

Wobei  $f(0)$  der experimentell bestimmte Verlust bei  $\Psi=0^\circ$  ist,  $E_{kin}$  die Ionenenergie angibt und  $q$  den Ladungszustand beschreibt.  $C_e$  entspricht einer Eingangskapazität die durch das Eingangspotential  $U_e=Q/C_e$  bestimmt ist. Der dimensionslose Faktor  $c_s$  berücksichtigt die Dämpfung und Reflektion innerhalb der Kapillare. Die Halbwertsbreite des beobachteten Ionenstromprofils kann mit:

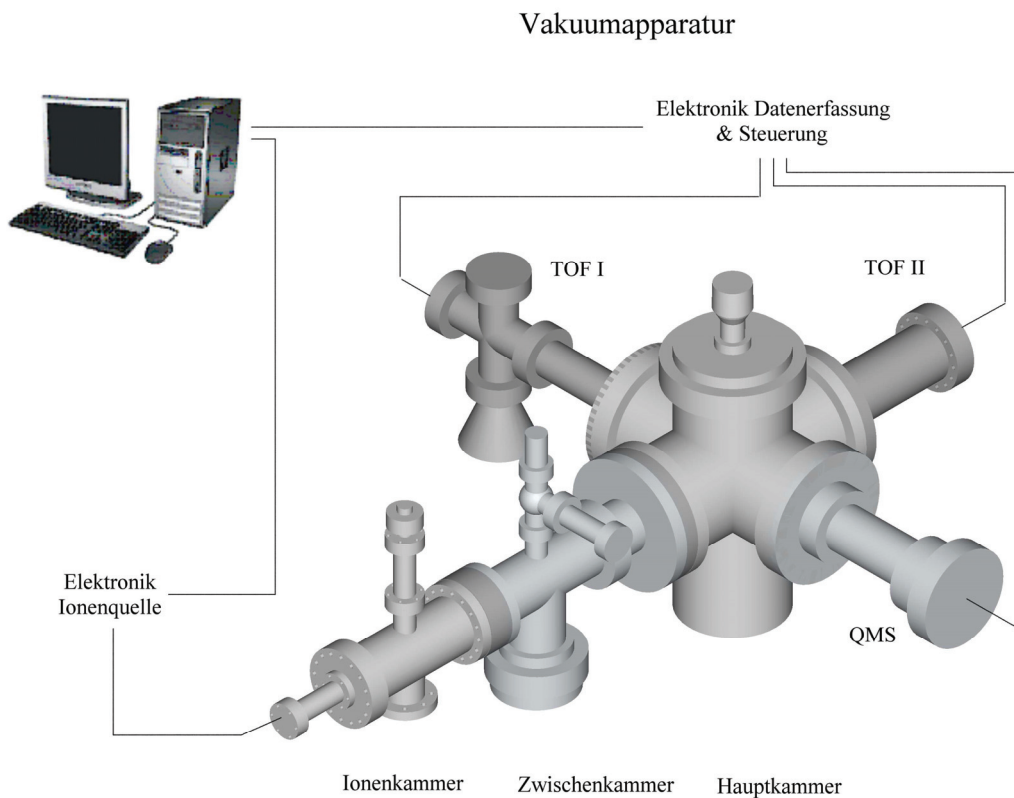
$$\sigma_t = 2\sqrt{\ln 2 \frac{q_f U_g}{E_{kin}}} \quad (2.96)$$

beschrieben werden. Dabei ist  $q_f$  der finale Ladungszustand des transmittierten Ions und  $U_g$  das Führungspotential im Austrittsbereich der Kapillare (siehe Abb. 2-20). Bei den experimentellen Arbeiten zur geführten Transmission zeigt sich, dass diese auch für größere kinetische Energien als  $E_{kin}=3keV$  zu beobachten sind. Für niedrigere Energien ist sie jedoch wesentlich effizienter. In weiteren Arbeiten konnte die geführte Transmission auch an anderen porösen Nichtleitermaterialien wie  $Al_2O_3$  und  $SiO_2$  nachgewiesen werden [163-167]. Weitere Arbeiten zeigten die geführte Transmission für Ionen höherer Ladungszustände ( $Ne^{9+}$ ,  $Xe^{25+}$ ,  $Ar^{9+}$ ,  $Ar^{13+}$ ) [158], niedrigerer Ladungszustände  $Ne^{6+}$  [167], einfach geladener Moleküle  $H_2^+$ ,  $H_3^+$  sowie an  $H^+$  und  $e^-$  [147,154,164,168]. Theoretische Arbeiten und Simulationsrechnungen zur geführten Transmission wurden von K. Schiessel, R. Schuch und J. Burgdörfer veröffentlicht [160,166,169-180]. Die Simulationsergebnisse sind hierbei in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen, deshalb sei, für die dort verwendeten Modellannahmen der geführten Transmission, an dieser Stelle auf die vorherigen Literaturangaben verwiesen.



### 3 Experiment

Im nachfolgenden Kapitel wird der experimentelle Versuchsaufbau, welcher in Abb. 3-1 schematisch dargestellt ist, beschrieben.



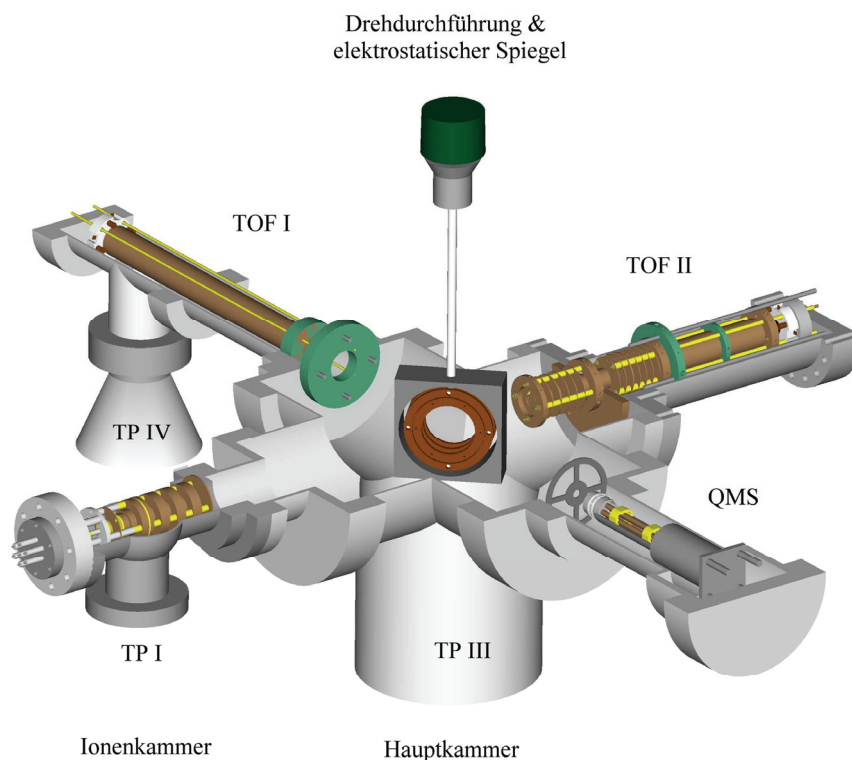
**Abb. 3-1** Schematische Skizze des kompletten Versuchsaufbaus, bestehend aus Vakuumanapparatur, Elektronik zur Steuerung und Datenerfassung, Elektronik der Ionenquelle sowie einem PC zur Steuerung, Erfassung und Auswertung. Angedeutet sind die Bereiche der Ionenkammer, Zwischenkammer und Hauptkammer der UHV-Apparatur.

Im anschließenden Unterkapitel 3.1 wird zunächst die Vakuumanapparatur beschrieben und ein detaillierter Überblick über die einzelnen Kammern und Komponenten der Apparatur gegeben (3.1.1 - 3.1.3). In Unterkapitel 3.2 werden sowohl die messtechnischen Anordnungen als auch die PC gesteuerte Datenerfassung und Spannungsversorgung der in 3.1 vorgestellten Komponenten im Einzelnen dargestellt. Im Weiteren wird auf die Datenerfassung eingegangen. Die oben vorgestellte Apparatur und deren ionenoptischen Komponenten wurden mit dem Simulationsprogramm SIMION abgebildet. Hierzu waren umfangreiche Berechnungen zu Trajektorien der Ionen nötig, die im Unterkapitel 3.3 vorgestellt werden. Anschließend soll die Präparation, die

Charakterisierung der Schichtdicken und die Eigenschaften der in dieser Arbeit verwendeten PPX-Membranen in 3.4 dokumentiert werden. Abschließend wird in Unterkapitel 3.5 auf die Herstellung des Emittermaterials und den technischen Aufbau der entwickelten Ionenmitter eingegangen.

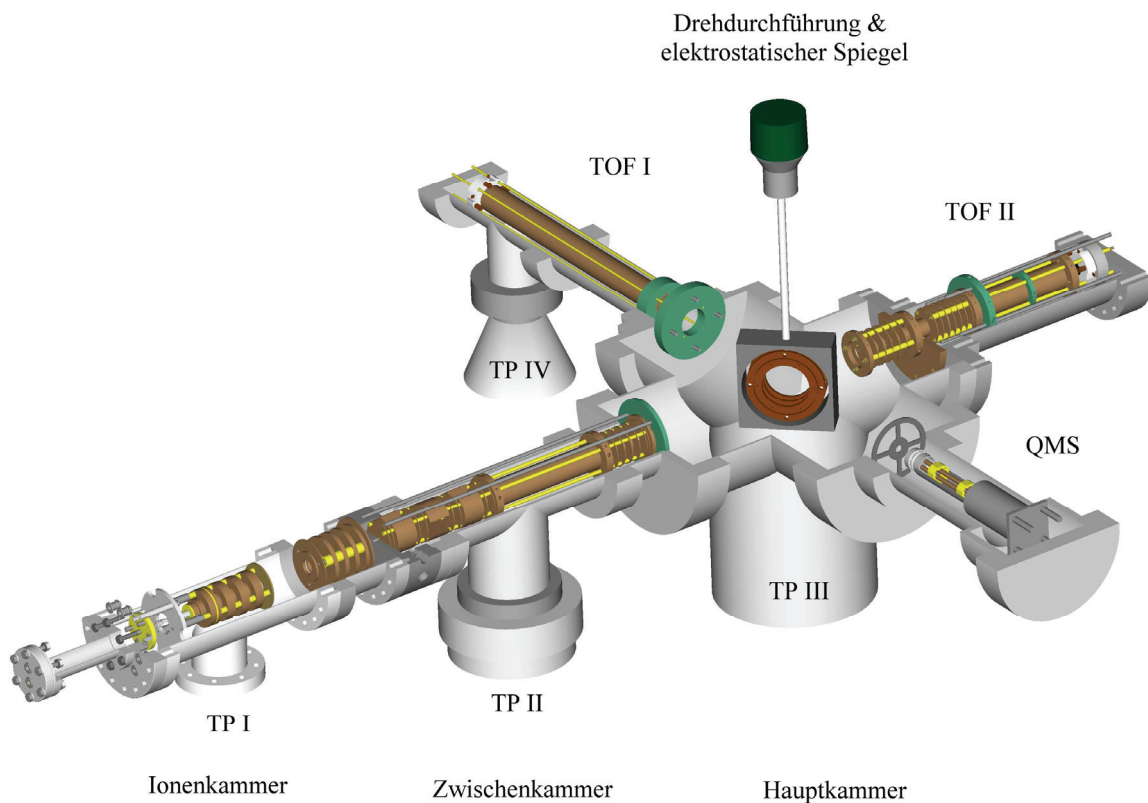
### 3.1 Vakuumapparatur

Erste Experimente zur Transmission von Alkaliionen durch polymere Membranen aus PPX wurden an der in Abb. 3-2 gezeigten Hochvakuumapparatur durchgeführt, welche in einem ersten experimentellen Ansatz im Rahmen dieser Arbeit entwickelt und aufgebaut wurde. In diesem Kontext wurde ein kommerziell erhältlicher thermionischer Ionenmitter der Firma AMD Intectra GmbH verwandt (siehe 3.1.1). Im Rahmen einer Diplomarbeit wurden Messungen zur Transmission von Alkaliionen durch dünne PPX-Membranen mit einem kontinuierlichen Ionenstrahl an Hand dieser Versuchsanordnung durchgeführt [181].



**Abb. 3-2** Schematische Skizze der UHV-Apparatur mittels derer erste Experimente zur Transmission von Alkaliionen durch PPX-Membranen durchgeführt wurden. TPI, TPIII und TPIV bezeichnen die Turbomolekularpumpen des Vakuumsystems.

Erste Experimente mit einem gepulsten Ionenstrahl wurden nachfolgend durch eine gepulste Spannung an einem elektrischen Spiegel realisiert (siehe hierzu Unterkapitel 3.1.3). Die hieraus gewonnenen Erkenntnisse führten zu Modifikationen der Apparatur wie sie in Abb. 3-3 zu sehen sind. Die kommerzielle Ionenquelle des älteren Aufbaus in Abb. 3-2 erwies sich zum einen auf Grund ihres empfindlichen mechanischen Aufbaus für den Dauerbetrieb mit höheren Heizströmen als ungeeignet. Zum anderen war es an Hand des technischen Aufbaus des kommerziellen Emitters nicht möglich mit diesem, respektive der Ionenquelle, kinetische Energien der Ionen oberhalb von  $E_{kin} > 300\text{eV}$  zu generieren, wodurch hierzu eine entsprechende Nachbeschleunigung der Ionen im Bereich der Probenhalterung notwendig wurde. Der kommerzielle Emitter wird von der anbietenden Firma (AMD Intectra GmbH) zur Kalibration ihrer Massenspektrometer verwandt, woraus die Zusammensetzung des Emitttermaterials und dessen Emission unterschiedlicher Alkaliionen resultiert (siehe hierzu Abb. 4-1 QMS-Spektrum der kommerziellen Quelle in Kap. 4.1).



**Abb. 3-3** Schematische Skizze der modifizierten UHV-Apparatur zur Untersuchung des zeitaufgelösten Transportes von Alkaliionen durch dünne PPX-Membranen. TPI, TPII, TPIII und TPIV bezeichnen die Turbomolekularpumpen des Vakuumsystems.

Die ersten Experimente mit gepulstem Ionenstrahl zeigten bereits einen zeitaufgelösten Transport durch die PPX-Membranen. Eine genaue Aufklärung des Transportmechanismus war aber auf Grund der beschränkten Pulsbreiten  $\Delta\tau > 1\mu\text{s}$  und der Pulsform, die auf die Feldgeometrie des elektrischen Spiegels zurückzuführen war, nicht gegeben. Dies alles führte zu entsprechenden Modifikationen der Apparatur wie sie in Abb. 3-3 dargestellt sind.

In Zusammenarbeit mit der AG von Prof. B. Harbrecht wurde aus diesen Gründen ein den experimentellen Bedürfnissen angepasstes Emittermaterial entwickelt. Die mechanische und elektronische Konzeption der Ionenquelle wurde neu entwickelt und für einen Dauerbetrieb bei hohen Heizströmen und im Hochspannungsbereich ausgelegt (3.1.1, 3.2.1 und 3.2.3). Eine zusätzliche elektrostatische Einzellinse am Ende der Ionenquelle sorgt für eine bessere Kollimation des Ionenstrahls und einen maximalen Ionenstrom im Bereich der Zwischenkammer. Zur Erzeugung kurzer Ionenpulse wurde eine zusätzliche Zwischenkammer mit einem System aus Ablenkplatten und Aperturen eingefügt, welche auf Basis der theoretischen Konzepte aus 2.2.2 arbeitet.

Die auf diese Weise modifizierte Apparatur ist in Abb. 3-3 zu sehen. In dieser Modifikation erfolgte zunächst eine Charakterisierung der Zwischenkammer zur Erzeugung kurzer Ionenpulse und anschließend Messungen zum zeitaufgelösten Transport und der Transmission von Alkaliionen durch Membranen. Nachfolgend werden die Komponenten im Einzelnen beschrieben. Das gesamte Kammernsystem der Vakuumapparatur wird durch eine Drehschieberpumpe der Firma Alcatel (Typ 2033) auf einen Vordruck von  $p \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ mbar}$  evakuiert. Die Bestimmung des Vordruckes erfolgt über ein Druckmessgerät der Firma Pfeifer Vakuum (Typ TPG 300) mit einer Pirani-Messröhre (Typ TPR 010) für den Messbereich von  $p \approx 1000 \text{ mbar} - 8 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$ .

### 3.1.1 Ionisationskammer: Alter und Neuer Aufbau

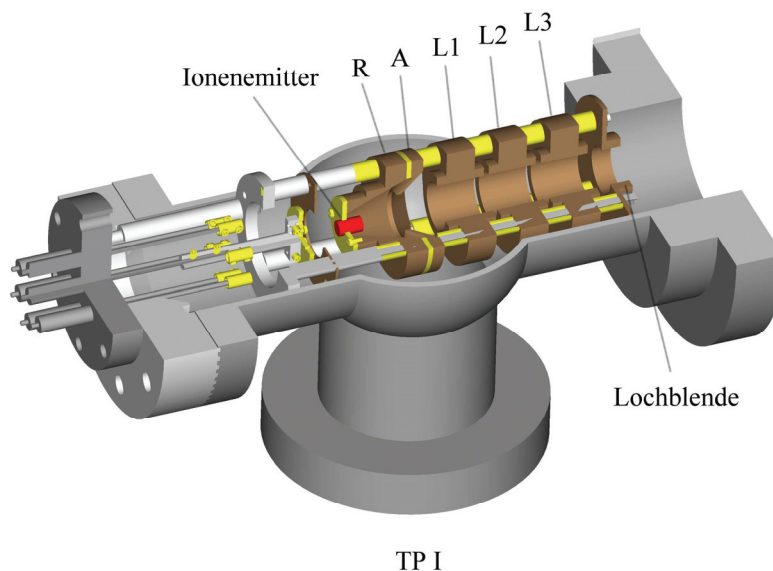
In Abb. 3-4 ist die Ionisationskammer des Versuchsaufbaus aus Abb. 3-2 detailliert dargestellt. Hierzu gehört der Ionenemitter mit elektrostatischem Linsensystem (3.2.2), eine Turbomolekularpumpe und ein im oberen Kammernbereich installiertes Druckmessgerät (hier nicht gezeigt). Die kommerzielle Ionenquelle wird durch thermisches Aufheizen des Emittermaterials mit einem entsprechenden Heizstrom  $I_{\text{Heiz}} = 2\text{A}$  und einer Heizspannung  $U_{\text{Heiz}} = 4\text{V}$  bei einer Temperatur von ca.  $T_{\text{Emitter}} \approx 800^\circ\text{C}$  betrieben (3.2.7). Hierbei befindet sie sich in einem speziell für diese Anordnung entwickelten Ionenlinsensystem (Abb. 3-4), bestehend aus einem Repeller R, einer Abzugslinse A, den Linsen L1-L3 und einer das Linsensystem begrenzende, mit einem



Kupfernetz<sup>9</sup> bespannte, Lochblende. Die durch Aufheizen des Emitttermaterials, mittels des Stromes  $I_{Heiz}$  und der entsprechenden Spannung  $U_{Heiz}$ , erzeugten Ionen werden in Abhängigkeit von den Spannungen an R, A und L1-L3 in Richtung der Hauptkammer beschleunigt (2.1, 3.2.1, 3.2.2). Der so erzeugte kontinuierliche Ionenstrahl besitzt eine durch die Spannungen an R, A und L1-L3 definierte kinetische Energie.

Die Ionisationskammer wird durch eine Turbomolekularpumpe der Firma Leybold (Typ TW300) evakuiert. Der in der Ionisationskammer erreichte Enddruck liegt in einem Bereich von  $p_{IonKam} \approx 5 \cdot 10^{-8} \text{ mbar}$  im ungeheizten Zustand des Emitters, bei beheiztem Emitter liegen die Enddrücke im Bereich von  $p_{IonKam} \approx 2 \cdot 10^{-7} \text{ mbar}$ .

Die Bestimmung des Druckes in der Ionisationskammer erfolgt über ein Druckmessgerät der Firma Pfeifer Vakuum (Typ TPG 300) mit einer Kaltkathoden-Messröhre (Typ IKR 060) für den Messbereich von  $p = 1 \cdot 10^{-10} - 5 \cdot 10^{-3} \text{ mbar}$ .

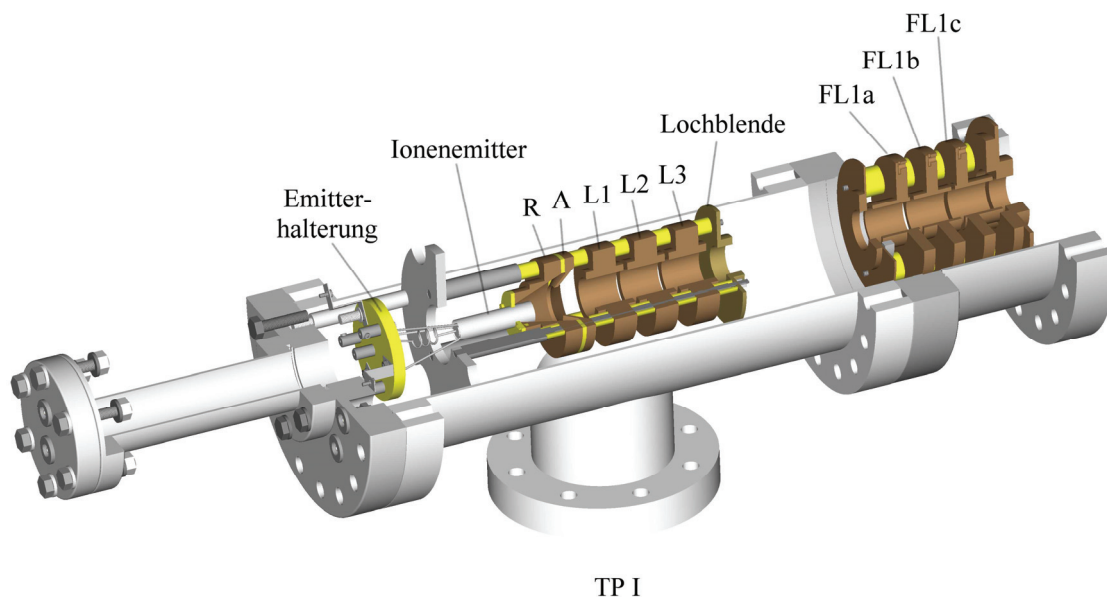


**Abb. 3-4** Ionenkammer mit kommerziellem Ionenemitter, Ionenoptik bestehend aus Repeller R, Abzugslinse A, Einzellinse L1-L3 und einer Lochblende. TPI bezeichnet die Turbomolekularpumpe zur Evakuierung der Kammer.

Die Abb. 3-5 zeigt die modifizierte Ionenkammer der momentan verwendeten Versuchsanordnung der Abb. 3-3 detailliert. Die Modifikationen in Bezug auf die vorangegangene Anordnung sind wie erwähnt zum einen die komplette Neuentwicklung eines Emitters wie er in Abb. 3-30 a)-c) dargestellt ist und dessen für den verwendeten

<sup>9</sup> Hierbei handelt es sich um Kupfernetze der Firma BMC (vom Typ BM0020-03-C) welche durch Mikrogalvanoformung hergestellt wurden. Die Transmission beträgt gemäß Herstellerangaben 95%. Bei allen in dieser Arbeit Verwendung findenden Netzen handelt es sich um Kupfernetzen des obigen Typs.

Hochspannungsbereich taugliche Halterung. Zum anderen wurde ein zusätzlicher Flansch mit einer darin befindlichen Einzellinse, bestehend aus FL1a-FL1c, zur besseren Kollimation des Ionenstrahls mit einem Abstand von  $7.6\text{ cm}$  zur Lochblende der Ionenquelle eingefügt. Alle anderen Komponenten der Ionisationskammer blieben unverändert. Eine signifikante Veränderung der erreichten Enddrücke durch die Vergrößerung des Rezipienten gegenüber der vorherigen Anordnung wurde nicht beobachtet.



**Abb. 3-5** Neu konzipierte Ionenkammer mit neu entwickeltem Ionenemitter, Ionenoptik bestehend aus Repeller R, Abzugslinse A, Einzellinse L1-L3, einer Lochblende und einer zusätzlichen Einzellinse FL1a-FL1c zur Strahlkollimation. TPI bezeichnet auch hier die Turbomolekularpumpe zur Evakuierung der Kammer.

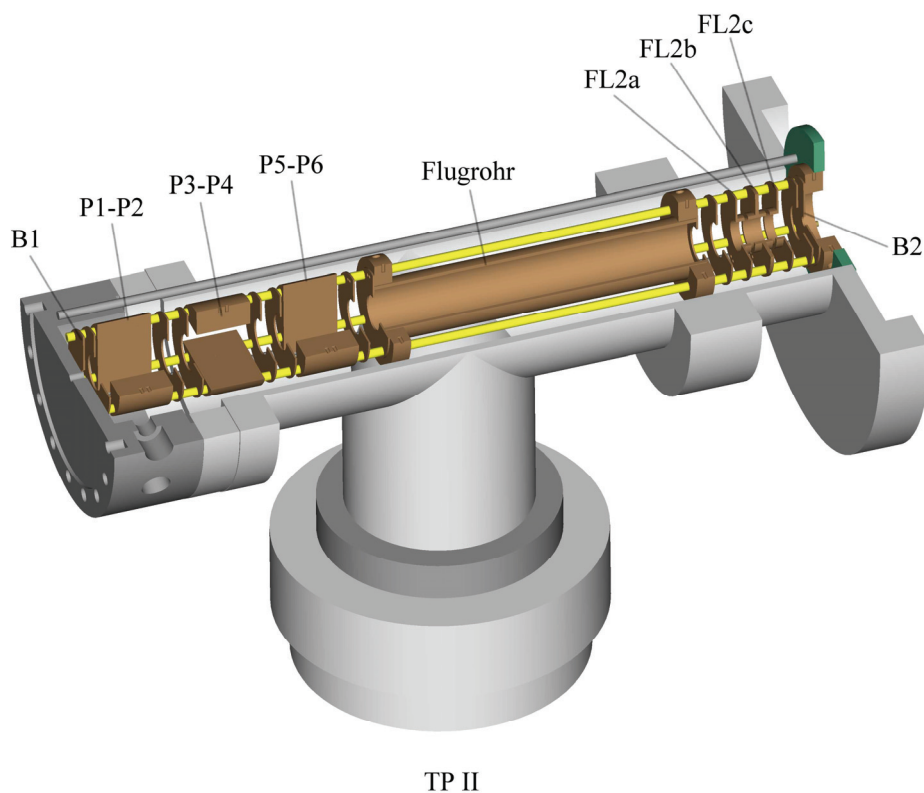
### 3.1.2 Zwischenkammer zur Pulserzeugung

In der modifizierten Versuchsanordnung Abb. 3-3 gelangen die Ionen, nachdem sie in der Ionisationskammer erzeugt und auf eine definierte kinetische Energie beschleunigt wurden, welche durch die Spannungen der dortigen Linsensysteme bestimmt wird, in die Zwischenkammer (Abb. 3-6). Ionisationskammer und Zwischenkammer sind durch eine Druckstufe aus Stahl mit einem Lochdurchmesser der Öffnung von  $1\text{ cm}$  gegeneinander abgetrennt. Dies verhindert das Ionen, welche sich außerhalb des kollimierten Strahls befinden in die Zwischenkammer und anschließend in die Hauptkammer gelangen. Daher bewirkt die Druckstufe in erste Linie eine effiziente Reduzierung des Untergrundsignals an den Detektoren in der Hauptkammer. Im Weiteren können so elektrische Felddurchgriffe zwischen der Ionisationskammer und der Zwischenkammer vermieden werden. Zusätzlich wird ein Druckanstieg in der

Zwischenkammer verhindert, welcher durch Ausgasungsprozesse des Emittermaterials bei dessen Aufheizung und thermischer Stabilisierung während der Inbetriebnahme der Ionenquelle auftreten kann.

Die Zwischenkammer wird mit Hilfe einer Turbomolekularpumpe der Firma Leybold (Typ TW700) evakuiert. Der erreichte Enddruck ist hierbei  $p_{zw} \approx 8 \cdot 10^{-9} \text{ mbar}$ , der Druck im Messbetrieb liegt bei  $p_{zw} \approx 1 \cdot 10^{-8} \text{ mbar}$ .

Die Druckmessung erfolgt wie bei der Ionisationskammer mit dem Druckmessgerät der Firma Pfeifer Vakuum (Typ TPG 300) aber mit einer separaten Kaltkathoden-Messröhre (Typ IKR 060) für den Messbereich von  $p = 1 \cdot 10^{-10} - 5 \cdot 10^{-3} \text{ mbar}$  im oberen Bereich der Kammer (in Abb. 3-1 angedeutet).



**Abb. 3-6** Neu konzipierte Zwischenkammer zur Erzeugung kurzer Ionenpulse mit Eintritts- und Austrittsblende B1, B2, Ablenkplattenpaaren P1-P2, P3-P4, P5-P6, Flugrohr und Einzellinse FL2a-FL2c. TP II bezeichnet die Turbomolekularpumpe zur Evakuierung der Kammer.

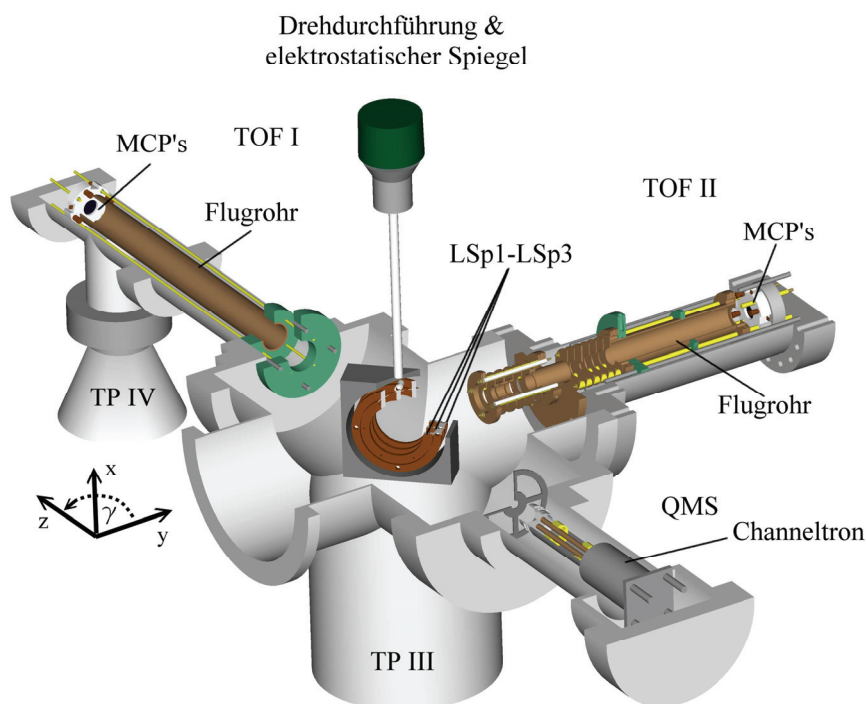
Der wichtigste Bestandteil der Zwischenkammer besteht aus der Anordnung zweier Blenden B<sub>1</sub>, B<sub>2</sub> und von drei Ablenkplattenpaaren P1-P2, P3-P4, P5-P6 zur Erzeugung kurzer Ionenpulse (2.2.2, 3.2.3), sowie einer Einzellinse FL2a-c welche im Rahmen der Strahloptimierung ihre Anwendung findet (3.2.2) (siehe Abb. 3-6). Die Blenden B<sub>1</sub> und B<sub>2</sub> bestehen aus zwei 1mm dicken Kupferscheiben mit einem Durchmesser von 5cm und Aperturen mit den Durchmessern  $d_{B1} = d_{B2} = 3 \text{ mm}$ . Blende B<sub>1</sub> bildet die Eintrittsblende

für den Ionenstrahl in die Zwischenkammer, schließt mit der Druckstufe zwischen Ionisationskammer und Zwischenkammer ab und trennt diese voneinander. Gleichzeitig definiert die Blende  $B_1$  den Strahldurchmesser  $d_{Strahl}$  des Ionenstrahls (2.2.2). In einem Abstand von  $1\text{cm}$  in Strahlrichtung (y-Richtung) ist das erste Ablenkssystem angeordnet. Dieses besteht aus dem Plattenpaar P1-P2 (Plattenlänge  $a=3\text{cm}$ , Plattenabstand  $d=2\text{cm}$ ) und zwei Lochblenden (Aperturdurchmesser  $2\text{cm}$ ) zur Vermeidung von Felddurchgriffen (siehe hierzu auch Abb. 2-12 und Abb. 2-13 in 2.2.2). Die Lochblenden sind vor und hinter dem Plattenpaar jeweils im Abstand von  $5\text{mm}$  angeordneten und mit Netzen aus Kupfer bespannten. Die Flächen der Ablenkplatten P1-P2 liegen in der xy-Ebene und erlauben eine Justierung des Ionenstrahls in z-Richtung. An das erste Ablenkssystem schließen sich zwei identische Ablenkssysteme mit jeweils  $1\text{cm}$  Abstand an. Das zweite Ablenkssystem beinhaltet dabei das Plattenpaar P3-P4 mit einer Orientierung der Flächen in der yz-Ebene zur Auslenkung des Strahls in x-Richtung. Wie in 2.2.2 und 3.2.3 gezeigt, werden durch dieses Plattenpaar und durch die, die Zwischenkammer abschließende, Blende  $B_2$  die kurzen Ionenpulse generiert. Dabei entsteht durch zweimaliges Überstreichen des Ionenstrahls über die Blende  $B_2$  ein Pulspaar (3.2.3, Abb. 3-15 und 3.2.4). Das dritte Ablenkssystem mit dem Ablenkplattenpaar P5-P6 ist wieder in der xy-Ebene orientiert und ermöglicht ebenso wie P1-P2 eine Auslenkung in z-Richtung. Wie in 3.2.3 und 3.2.4 erläutert wird dient diese Ablenkeinheit, durch geeignete Wahl einer zeitlich verzögerten gepulsten Spannung gegenüber der an P3-P4 angelegten gepulsten Spannung, zur Unterdrückung des zweiten von P3-P4 erzeugten Ionenpulses. An das dritte Ablenkssystem schließt sich in einem Abstand von  $1\text{cm}$  ein Kupferrohr von  $18\text{cm}$  Länge an, welches ebenfalls durch zwei mit Netzen bespannten Lochblenden (Aperturdurchmesser  $2\text{cm}$ ) begrenzt ist. Diese Anordnung dient der Abschirmung von elektrischen Feldern und bildet somit eine feldfreie Driftstrecke zwischen den Ablenkssystemen und der Blende  $B_2$ . In einem weiteren Abstand von  $1\text{cm}$  hinter der feldfreien Driftstrecke des Flugrohres befindet sich, ebenfalls von Lochblenden mit Netzen begrenzt, die schon erwähnte Einzellinse FL2a-c. Die Zwischenkammer wird durch die daraufhin in  $3\text{mm}$  folgende Blende  $B_2$  gegenüber der Hauptkammer abgeschlossen.

### 3.1.3 Hauptkammer

Wie aus Abb. 3-3 ersichtlich, schließt sich an die Zwischenkammer die Hauptkammer an, in welche die Ionen nach dem Durchqueren der Blende  $B_2$  gelangen. Die Hauptkammer besteht aus einem CF 200 Doppel-Kreuzstück in dessen Mitte an einer UHV-Drehdurchführung der Firma VTS Joachim Schwarz GmbH (Typ TMR40R mit Gradeinteilung und Nonius) ein elektrostatischer Spiegel angebracht ist. Dieser ermöglicht es die Ionen in das Flugzeit-Massenspektrometer I (TOF I) oder das

Quadrupol-Massenspektrometer (QMS) umzulenken und dort zu analysieren. Durch entsprechende Einstellungen der Spannungen am elektrostatischen Spiegel wird dieser auf Transmission geschaltet und die Ionen gelangen in das Flugzeit-Massenspektrometer II mit Probenanordnung (TOF II) in welchem die Transmissionsexperimente an Membranen mit anschließender Detektion stattfinden. In den folgenden Unterkapiteln sind diese in Abb. 3-7 dargestellten einzelnen Komponenten detailliert erläutert.



**Abb. 3-7** Hauptkammer des experimentellen Aufbaus bestehend aus Flugzeit-Massenspektrometer I (TOF I), Flugzeit-Massenspektrometer II (TOF II), Quadrupol-Massenspektrometer (QMS) und Drehdurchführung mit elektrostatischem/elektrischem Spiegel. TPIII und TPIV bezeichnen die Turbomolekularpumpen zur Evakuierung der Kammer.

Zur Evakuierung der Hauptkammer werden zwei Turbomolekularpumpen der Firma Leybold (Typ TURBOVAC 1000 und HY.CONE 60) verwendet. Der Druck wird auch hier über das Druckmessgerät TPG 300 der Firma Pfeiffer Vakuum mit einer Kaltkathoden-Messröhre (Typ IKR 060) für den Messbereich von  $p=1*10^{-10}$ - $5*10^{-3}$  mbar bestimmt. Im Messbetrieb liegt der hiermit in der Hauptkammer gemessene Druck bei  $p_{Haupt} \approx 1*10^{-8}$  mbar, der erreichbare Enddruck außerhalb des Messbetriebs liegt bei  $p_{Haupt} \approx 8*10^{-9}$  mbar.

### Elektrostatistischer/Elektrischer Spiegel

Wie oben bereits erwähnt, befindet sich der elektrostatische Spiegel im Zentrum des CF 200 Doppel-Kreuzstücks an einer Drehdurchführung der Firma VTS (Typ TMR40 mit Gradeinteilung), welche in x-Richtung montiert ist. Dies erlaubt eine stufenlose Drehung des Spiegels bezüglich der x-Achse um den Winkel  $\gamma$ . Der elektrostatische Spiegel besteht aus einem System von drei elektrostatischen Linsen aus Kupfer  $L_{Sp1}$ - $L_{Sp3}$  mit einem jeweiligen Außendurchmesser von  $10\text{cm}$  und Aperturdurchmesser von  $6\text{cm}$ . Die Abstände zwischen  $L_{Sp1}$ - $L_{Sp2}$  und  $L_{Sp2}$ - $L_{Sp3}$  betragen je  $1\text{cm}$  zueinander. Die Aperturen sind mit Netzen aus Kupfer bespannt (Abb. 3-7). Die ionenoptischen Linsen  $L_{Sp1}$ - $L_{Sp3}$  können separat mit Spannungen versehen werden, wodurch der elektrostatische Spiegel in Abhängigkeit von diesen in unterschiedlichen Modi betrieben werden kann. Zur Vermeidung von Randfeldern sind die Linsen  $L_{Sp1}$ - $L_{Sp3}$  des Spiegels in ein gegenüber den Linsen elektrisch isoliertes Aluminiumgehäuse eingebettet. Im Modus I (Transmission) mit den Spannungen  $U(L_{Sp1})=U(L_{Sp2})=U(L_{Sp3})=0\text{V}$  durchqueren die Ionen ohne Wechselwirkung den elektrostatischen Spiegel und gelangen so in das Flugzeit-Massenspektrometer II. Im Modus II (Reflektion) mit den Spannungen  $U(L_{Sp1})=U(L_{Sp3})=0\text{V}$ ,  $U(L_{Sp2})=E_{kin}(\text{Ion})/e$  und einem Drehwinkel  $\gamma=45^\circ$  des Spiegels bezüglich des Ionenstrahls werden die Ionen unter  $90^\circ$  in z-Richtung reflektiert und gelangen in das Flugzeit-Massenspektrometer I. Unter einem Drehwinkel von  $\gamma=-45^\circ$  werden die Ionen unter  $-90^\circ$  in  $-z$ -Richtung reflektiert und gelangen zur Analyse in das Quadrupol-Massenspektrometer (QMS) (Abb. 3-7). Die Spannungsversorgung der Linsen des Spiegels erfolgt durch eine Hochspannungsquelle der Firma EG&G ORTEC (Modell 556) welche Spannungen beider Polarität im Bereich  $U=0-\pm 3000\text{V}$  und Ströme von  $I=0-10\text{mA}$  mit einer Spannungsstabilität von  $\Delta U < 10\text{mV}$  liefert. In ersten Messungen zur zeitaufgelösten Transmission von Ionen durch Membranen wurde der elektrische Spiegel in einem Modus III (gepulster Betrieb) zur Erzeugung eines gepulsten Ionenstrahls eingesetzt. Hierzu wurde die Linse  $L_{Sp2}$  mit einer zeitlich variablen Spannung in Form eines Rechteckpulses und variabel einstellbarer Pulsbreite versehen (siehe Unterkapitel 3.2.8). In diesem Falle, d.h. im Modus III, ist der Terminus elektrischer Spiegel exakter und wird in diesem Falle zur Unterscheidung angewandt.

### Flugzeit-Massenspektrometer I (TOF I)

Die Abb. 3-7 zeigt das Flugzeit-Massenspektrometer I, welches in positiver z-Richtung bezüglich der Strahlausbreitungsrichtung orientiert ist. Es besteht zum einen aus einem Flugrohr mit einem Außendurchmesser von  $3.5\text{cm}$ , einer Dicke von  $1\text{mm}$  und

einer Länge von  $36\text{cm}$  sowie einem daran anschließenden Vielkanalplattendetektor (MCP<sup>10</sup>-Detektor).

Das Flugrohr befindet sich in einem Abstand von  $25\text{cm}$  zur Drehachse des elektrostatischen Spiegels und unter einem Winkel von  $\gamma=90^\circ$  zur Ausbreitungsrichtung (y-Richtung) des Ionenstrahls (siehe Abb. 3-7). Das Flugrohr dient zur Abschirmung und Erzeugung einer feldfreien Driftstrecke für die mit dem Flugzeit-Massenspektrometer I analysierten Ionen. Zur analytischen Bestimmung der Flugzeiten von Ionen gilt in erster Näherung der theoretische Ansatz aus 2.2.3 und die Gleichung (2.57). Es ist hierbei aber zu berücksichtigen, dass sich die feldfreie Driftstrecke  $L_{\text{Drift}}$  der Ionen, für den dynamischen Fall der Pulserzeugung, vom Entstehungsort des Ionenpulses d. h. dem Plattenpaar P3-P4 bis zum Ionendetektor (MCP's) erstreckt. Für eine genauere Analyse der Flugzeiten sind in diesem Fall die beschleunigte Bewegung der Ionen im elektrostatischen Feld des Spiegels und die beschleunigenden Felder des Ablenkplattenpaares P3-P4 und des Detektors zu berücksichtigen.

In einem Abstand von  $1\text{cm}$  am Ende des Flugrohres ist der Ionendetektor installiert mit dem positive Ionen nachgewiesen werden können. Hierbei handelt es sich um zwei Multikanalplatten (MCP's) vom Typ MCP 25-10 der Firma TOPAG Lasertechnik GmbH und einen dahinter angebrachten Kollektor zur Detektion der durch die MCP's erzeugten sekundären Elektronen (siehe 3.2.4 und 3.2.5). Die MCP's und der Kollektor befinden sich in einer speziell in dieser Arbeitsgruppe entwickelten Halterung, welche die elektrische Kontaktierung der MCP's und des Kollektors ermöglicht. Diese Anordnung bildet insgesamt den Detektor.

Das Flugzeit-Massenspektrometer I wird während des Messbetriebs, zu den zeitaufgelösten Transmissionsmessungen an Membranen, zur Kontrolle des gepulsten Ionenstrahls verwandt. Hierzu wird der elektrostatische Spiegel kurzfristig im Modus II betrieben. Bei kontinuierlichem Ionenstrahl kann der Ionendetektor des TOF I zur Kontrolle des Ionenstroms und zur Justierung des Ionenstrahls eingesetzt werden.

### Quadrupol-Massenspektrometer (QMS)

Abb. 3-7 zeigt ebenfalls das Quadrupol-Massenspektrometer. Dieses ist in negativer z-Richtung bezüglich der Strahlausbreitungsrichtung orientiert.

Es handelt sich hierbei um ein kommerzielles QMS der Firma Finigan vom Typ TSQ GC/MS/MS/DS. Die kommerzielle Variante besteht aus einem so genannten Tripel Quad System wobei es sich um ein System aus drei separaten Quadrupolstabsystemen mit Ionenoptik, Aperturblenden und Steuerelektronik handelt. Dieses wurde dahingehend modifiziert das es, wie in Abb. 3-7 gezeigt, lediglich mit einem Quadrupolstab-

---

<sup>10</sup> Aus dem Englischen: **M**ulti **C**hannel **P**late

system mit entsprechender Ionenoptik und Steuerelektronik installiert und betrieben wurde.

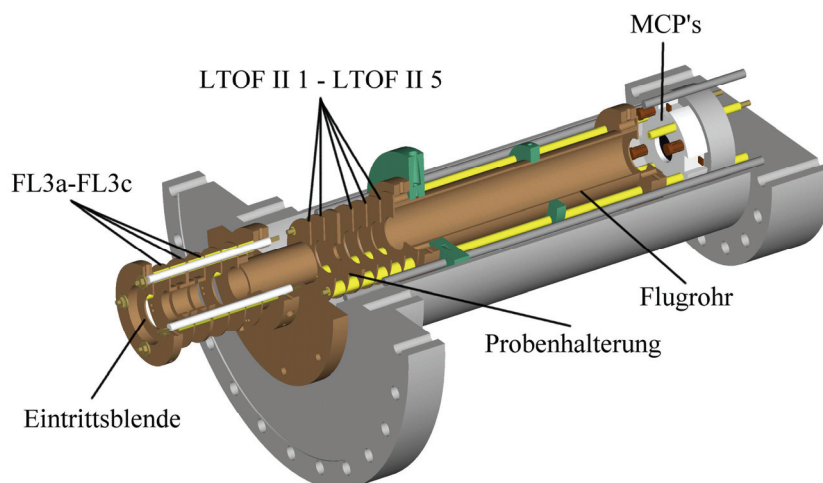
Im Abstand von  $23\text{cm}$  zur Drehachse des elektrostatischen Spiegels und unter einem Winkel von  $\gamma = -90^\circ$  zur Ausbreitungsrichtung (y-Richtung) des Ionenstrahls (siehe Abb. 3-7) befindet sich eine Abschirmung mit einer Apertur mit einem Durchmesser von  $1\text{cm}$ . Die Abschirmung dient in diesem Fall zur Vermeidung von Felddurchgriffen der Hochfrequenzwechselfelder des QMS in die übrige Hauptkammer. In einem Abstand von  $42\text{mm}$  zur Abschirmung und Eintrittsapertur befindet sich das kommerzielle Quadrupol-Massenspektrometer. Es besteht aus einem Einzellinsensystem mit Aperturen von  $2\text{mm}$ , dem Stabsystem ( $14\text{cm}$  Länge) und einem Channeltron-Detektor. Der Detektor wird mit einer Konversionsdynode betrieben, welche die aus dem Quadrupol ankommenden Ionen durch eine Hochspannung entsprechender Polarität anzieht. Beim Aufschlag der Ionen auf die Dynode werden Elektronen an der Oberfläche ausgelöst, die dann in den Channeltron-Detektor beschleunigt werden und dort über Erzeugung von lawinenartig verstärkten Sekundärelektronen zu einem messbaren Signal führen. Über die Wahl der Dynodenspannung ( $\pm 3\text{kV}$ ) können sowohl negative wie positive Ionen detektiert werden. Das QMS wird in diesem Experiment zur Charakterisierung der Ionenemitter verwandt. Detaillierte Informationen zur Funktionsweise von QMS-Massenspektrometern findet man unter [182,183].

### **Flugzeit-Massenspektrometer II (TOF II) und Probenkammer**

Wird der elektrostatische Spiegel in Modus I (Transmission) betrieben gelangen die Ionen in das Flugzeit-Massenspektrometer II (TOF II). Hier befindet sich eine Probenhalterung an der bei Transmissionsexperimenten die Membranen angebracht sind (Abb. 3-8). Als Eintrittsblende in das TOF II dient eine mit einem Netz bespannte Blende mit einer Apertur von  $2\text{cm}$  welche sich im Abstand von  $11\text{cm}$  in Strahlrichtung (y-Richtung) vom Drehzentrum des elektrostatischen Spiegels befindet. In direktem Anschluss an die Eintrittsblende befindet sich eine Einzellinse, welche bei der Strahljustage Verwendung findet (3.2.2). Die wesentlichen Bestandteile des TOF II Spektrometer befinden sich in einem Abstand von  $21.5\text{cm}$  von der Drehachse des Spiegels in Strahlrichtung. Hierbei handelt es sich um eine Anordnung von 5 Lochblenden  $L_{\text{TOF II } 1}$  bis  $L_{\text{TOF II } 5}$  mit Aperturen von  $2\text{cm}$  Durchmesser, welche alle mit Netzen bespannt sind.  $L_{\text{TOF II } 1}$  dient zur Vermeidung von Felddurchgriffen weshalb sie mit einem Potential von  $0\text{V}$  versehen wird. In einem Abstand von  $1\text{cm}$  folgt die Lochblende  $L_{\text{TOF II } 2}$  dann nach  $5\text{mm}$  die Probenhalterung  $L_{\text{TOF II Probe}}$  und nach weiteren  $5\text{mm}$   $L_{\text{TOF II } 3}$ .  $L_{\text{TOF II Probe}}$  besteht aus einer  $1\text{mm}$  dicken Lochblende mit einer  $1\text{cm}$  Apertur auf deren Vorderseite die Membranen montiert werden (siehe Kap. 3.4 und 3.4.3) und einer  $1\text{mm}$  dicken zu  $L_{\text{TOF II } 1}$  identischen Blende mit Netz, welche rückseitig



zu  $L_{\text{TOF II Probe}}$  angebracht ist und Feldinhomogenitäten im Bereich der Probenhalterung vermeiden soll. Hinter  $L_{\text{TOF II 3}}$  folgen  $L_{\text{TOF II 4}}$  und  $L_{\text{TOF II 5}}$  in einem jeweiligen Abstand von  $1\text{cm}$ . Zur Generierung einer feldfreien Driftstrecke ist  $1\text{cm}$  hinter  $L_{\text{TOF II 5}}$  ein  $16.5\text{cm}$  langes Flugrohr angebracht. Dieses besitzt zur Feldhomogenisierung an Vorder- und Rückseite mit Netzen bespannte Aperturen von  $2\text{cm}$  Durchmesser<sup>11</sup>.



**Abb. 3-8** Darstellung des Flugzeit-Massenspektrometer II (TOF II) bestehend aus Eintrittsblende, Fokussierlinse FL3a - FL3c, Lochblenden  $L_{\text{TOF II 1}}$  -  $L_{\text{TOF II 5}}$ , Probenhalterung  $L_{\text{TOF II Probe}}$ , Flugrohr und Detektor (MCP's).

Der in einem Abstand von  $1\text{cm}$  am Ende des Flugrohres angebrachte Ionendetektor ist eine identische Version des MCP-Detektors welcher sich am TOF I – Massenspektrometer befindet. Mit dem Detektor des TOF II können aber im Gegensatz zum Detektor an TOF I sowohl positive als auch negative Ionen nachgewiesen werden (siehe 3.2.4).

Der Ionendetektor des Flugzeit-Massenspektrometers II wird zunächst zur Strahljustierung des kontinuierlichen Ionenstrahls verwendet. Im Messbetrieb dient er bei kontinuierlichem und gepulstem Ionenstrahl zur Detektion und Nachweis der durch die Membranen transmittierten oder an diesen gestreuten Ionen beziehungsweise zur Detektion an den Membranen erzeugter sekundärer Ionen und Elektronen. Der Ionendetektor des TOF II findet auch Verwendung bei der Charakterisierung des gepulsten Ionenstrahls (3.2.2).

<sup>11</sup> In den Versuchsanordnungen der Kapitel 4.2.1 und 4.2.2, in welchen erste Messungen zur Transmission von Alkaliionen durch PPX-Membranen unter Verwendung eines kontinuierlichen bzw. gepulsten Ionenstrahls durchgeführt wurden, beträgt der Abstand zwischen  $L_{\text{TOF II 2}}$  und  $L_{\text{TOF II Probe}}$  sowie zwischen  $L_{\text{TOF II Probe}}$  und  $L_{\text{TOF II 3}}$  jeweils  $1\text{cm}$ . Die zweite Lochblende von  $L_{\text{TOF II Probe}}$  mit einer  $1\text{cm}$  Apertur besitzt in diesem Falle kein Netz (Abb. 8-5 und Abb. 8-6 im Anhang 8.1).

## 3.2 Messplatzsteuerung und Datenerfassung

Im folgenden Kapitel wird detailliert auf die zur Anwendung kommenden elektronischen Komponenten zur Daten- und Signalerfassung eingegangen. Die Signaloptimierung, Daten- und Signalerfassung sowie die Steuerung der Messelektronik erfolgt zu wesentlichen Teilen über Messplatzrechner. Dies geschieht zum einen mit Hilfe des graphischen Programmiersystems LabVIEW<sup>12</sup> 8.5 der Firma National Instruments, dessen Haupt-Anwendungsgebiet die Mess-, Regel- und Automatisierungstechnik sind. LabVIEW-Programme werden als Virtuelle Instrumente (VI's) bezeichnet. Zum anderen werden die Programme Maestro<sup>TM</sup> for Windows (A65-BI, V3.0), und Maestro<sup>®</sup> 32 der Firma EG&G ORTEC zur Datenerfassung und -aufbereitung an TOF I und TOF II verwandt.

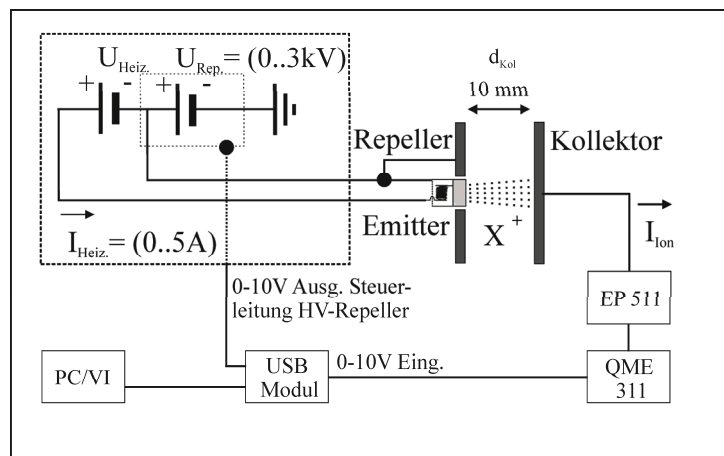
### 3.2.1 Anordnung zur Charakterisierung der Ionenquelle

Die neu entwickelten Ionenemitter werden in einer separaten Ultrahochvakuum Apparatur hinsichtlich ihres Emissionsvermögens untersucht und charakterisiert. Die Apparatur besteht aus einem CF 100 Kreuzstück an den die Messanordnung angeflanscht werden kann. Der Rezipient wird mit einer Drehschieberpumpe der Firma Alcatel (Typ 2015) bis auf einen Vordruck von  $p \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ mbar}$  evakuiert. Mit einer Turbomolekularpumpe der Firma Pfeiffer Balzers (Typ TPU 240) werden Enddrücke im Messbetrieb von  $p \approx 2 \cdot 10^{-7} \text{ mbar}$  erreicht. Der Druck wird mit einem Druckmessgerät der Firma Balzers (Typ IMG 300) mittels einer Pirani-Messröhre (Typ TPR 010) für den Druckbereich  $p \approx 1000 \text{ mbar} - 8 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$  und mit einer Heißkathoden-Messröhre (Typ IMR 325) für den Druckbereich  $p \approx 1 \cdot 10^{-2} \text{ mbar} - 1 \cdot 10^{-9} \text{ mbar}$  gemessen.

Die direkte Messung des vom Emitter erzeugten Ionenstroms erfolgt ohne ein elektrostatisches Linsensystem wie in 3.2.2. Dies vermeidet Verluste an den Aperturen des Linsensystems und gewährleistet so, dass alle von der jeweiligen Ionenquelle emittierten Ionen als Entladestrom am Kollektor registriert werden können. Der in Abb. 3-9 gezeigte schematische Aufbau dient zur Messung des Ionenstroms  $I_{\text{Ion}}$ , bzw. der Ionenstromdichte  $J$ , der Emitter. Es wird das Langzeitverhalten des Ionenstromes  $I_{\text{Ion}}$  zum einen bei variiertem Heizstrom  $I_{\text{Heiz}}$  und konstanter Repellerspannung und zum anderen bei variiert Repellerspannung  $U_{\text{Rep}}$  und konstantem Heizstrom bestimmt. Mit einem speziell hierfür entwickelten Strom-Spannungs-Modul kann der Emitter mit Heizströmen im Bereich von  $I_{\text{Heiz}} = 0 - 5 \text{ A}$  und einer Repellerspannung im Bereich von  $U_{\text{Rep}} = 0 - 3 \text{ kV}$  versorgt werden. Der Repeller besteht in dieser Anordnung aus einer zylindrischen Edelstahlplatte mit einem Durchmesser von  $\varnothing_{\text{Rep}} = 72 \text{ mm}$  und einer

<sup>12</sup> Das Akronym steht für „Laboratory Virtual Instrumentation Engineering Workbench“.

Bohrung in der Mitte in welche der Emitter eingelassen wird. Emitter und Repellerlinse besitzen das gleiche Potential. In  $10\text{mm}$  Abstand zum Repeller befindet sich eine Edelstahlplatte mit Durchmesser  $\varnothing_{\text{Kol}}=72\text{mm}$  die als Kollektor dient. Der geringe Abstand zwischen Repeller und Kollektor und der große Durchmesser des Kollektors im Vergleich zum Durchmesser des Emitters garantiert, dass nahezu alle aus der Ionenquelle emittierten Ionen detektiert werden, d. h. die Kollektoreffizienz kann mit 1 angenommen werden. Über die Signalleitung ist der Kollektor mit einem Elektrometer-Vorverstärker der Firma Balzers (Typ EP 511) verbunden, welcher den Entladestrom in eine Analogspannung umwandelt. Der Elektrometer-Vorverstärker ist an den Elektrometer-Kontroller der Firma Balzers (Typ QME 311) angeschlossen. Dieser dient zur Filterung und Nachverstärkung des Signals sowie als Steuergerät für den gesamten Verstärker. Der Aufbau in getrenntem Gehäuse gestattet die Erfassung sehr kleiner Ströme mit geringster Störbeeinflussung. Mit dem Elektrometerverstärker können Ionenströme im Bereich von  $I_{\text{Ion}}=10^{-5}-10^{-13}\text{A}$  gemessen werden.



**Abb. 3-9** Skizze der Anordnung zur Charakterisierung der Ionenquellen hinsichtlich des emittierten Ionenstroms in Abhängigkeit vom Heizstrom  $I_{\text{Heiz}}$  und der Repellerspannung  $U_{\text{Rep}}$ .

Der Elektrometer-Kontroller ist über ein USB Modul (Typ USB-1208FS) der Firma Measurement Computing™ mit dem Messplatzrechner verbunden und wird von dort mit einem mit Hilfe des Programms LabVIEW geschriebenen VI's ausgelesen. Die Ausgangsstufe des Elektrometer-Kontrollers liefert hierbei für alle Messbereiche eine  $0-10\text{V}$  Ausgangsspannung. Über eine Steuerleitung zwischen dem USB-Modul und dem Strom-Spannungs-Modul kann die Repellerspannung im Bereich von  $U_{\text{Rep}}=0-3\text{kV}$  durch das VI gesteuert werden. Die Variation des Heizstromes  $I_{\text{Heiz}}$  wird manuell vorgenommen. Die vom PC so erfassten Messdaten werden durch das VI in einer Datei zur späteren Datenanalyse gespeichert.

### 3.2.2 Optimierung der Linsenspannungen mittels GA<sup>13</sup> / Strahljustage

Zur Erzeugung eines kontinuierlichen und kollimierten Ionenstrahls wird die in 3.1.1 bereits erwähnte modifizierte Ionenquelle und Ionenoptik verwendet. Der Ionenemitter wird dabei mit dem in 3.2.1 vorgestellten Strom-Spannungs-Modul im Messbetrieb mit einem Heizstrom von  $I_{Heiz}=3.2A$  und einer Heizspannung von  $U_{Heiz}=5.5V$  auf eine Temperatur von  $T_{Emitter} \approx 815.5K$  aufgeheizt. Der Emitter ist zentral in eine Bohrung von  $1.2cm$  Durchmesser in die Repellerlinse eingelassen (siehe Abb. 3-5 und Abb. 3-10). Das einheitliche Potential der Repellerlinse und des Emitters wird durch das Strom-Spannungs-Modul mit einer Spannung  $U_{Rep}$  im Bereich von  $0-3kV$  definiert. An die Repellerlinse R schließt sich in einem Abstand von  $2mm$  die konische Abzugslinse A an. Zusammen mit der im Abstand von  $1cm$  folgenden Einzellinse, bestehend aus den Linsen L1-L3 mit Aperturen von  $2cm$  Durchmesser, sorgen diese für eine optimierte Strahlführung. Eine mit einem Kupfernetz bespannte Lochblende mit Aperturdurchmesser von  $2cm$  in einem Abstand von  $1cm$  zur Linse L3 dient als Austrittsblende der Ionenquelle. Diese Austrittsblende befindet sich generell auf einem Potential von  $0V$ , das heißt auf Massepotential. Die Ionen werden nach Austritt aus der Emitteroberfläche durch die Spannung  $U_{Rep}$  in Richtung der Austrittsblende beschleunigt. Die kinetische Energie der Ionen wird durch die Potentialdifferenz zwischen Emitterspannung  $U_{Rep}$  und dem Potential der Austrittsblende sowie den Trajektorien der Ionen innerhalb der Ionenoptik der Ionenquelle definiert. In einem Abstand von  $7.6cm$  zur Austrittsblende der Ionenquelle befindet sich die Einzellinse FL1, bestehend aus den drei Linsen FL1a-c mit Aperturen von  $2cm$  Durchmesser, zur besseren Kollimation des Ionenstrahls. Zur Vermeidung von Randfeldern ist auch diese Einzellinse an ihrer Vorder- und Rückseite jeweilig in einem Abstand von  $1cm$  zu FL1a beziehungsweise zu FL1c durch eine Lochblende mit einer  $2cm$  Apertur welche, mit einem Kupfernetz bespannt ist, umgeben. Die Linsen FL1a und FL1c befinden sich auf Massepotential ( $0V$ ) während zur Strahlkollimation das Potential an FL1b variiert werden kann. Nach Durchqueren der Blende B<sub>1</sub> und dem Ablenkplattensystem P1-P6 kann der Ionenstrahl, bevor er durch die Blende B<sub>2</sub> in die Hauptkammer gelangt, durch die Einzellinse FL2a-c weiter optimiert werden. Wie bei FL1a-c begrenzen zwei mit Kupfernetzen bespannte Lochblenden, die Linsen FL2a und FL2c im Abstand von je  $1cm$  vor FL2a beziehungsweise hinter FL2c, die Randfelder. FL2a und FL2c befinden sich auf Massepotential während an FL2b über ein variables Potential die Strahloptimierung erfolgt.

<sup>13</sup> Akronym für genetischer Algorithmus

Die Abzugslinse A und die Linse L2 werden jeweils durch eine Hochspannungsquelle der Firma EG&G ORTEC (Modell 556) mit Spannungen versorgt. Die Linse L1 wird durch eine Spannungsquelle der Firma BA (Modell 301), welche Spannungen beider Polarität im Bereich  $U=0-\pm 1000V$  und Ströme von  $I=0-3mA$  liefert, mit einer positiven Spannung versorgt. Zur Spannungsversorgung der Linsen L3, FL1b und FL2b wird ein hierfür entwickeltes Hochspannungs-Modul verwendet, dieses stellt separate Ausgangsspannungen im Bereich von  $0-\pm 2kV$  zur Verfügung. Das Ablenkplattensystem der Zwischenkammer und die Einzellinse FL3a-c am TOF II können über einen hierfür entwickelten Spannungsteiler mit Spannungen im Bereich von  $0-\pm 300V$  versorgt werden. Der Spannungsteiler selbst wird dabei von zwei kommerziellen Spannungsquellen der Firma Delta Elektronika (Typ  $\delta$ ), welche jeweils Spannungen im Bereich von  $U=0-\pm 300V$  und Ströme von  $I=0-100mA$  ermöglichen, mit Eingangsspannungen von  $+300V$  und  $-300V$  versorgt (siehe Abb. 3-10). Die Ablenkplatten P2, P3, P6 und die Linsen FL3a, FL3c befinden sich auf Massepotential (Abb. 3-10) während über die Spannungen an P1, P4 und P5 eine Justierung des Ionenstrahls in y- und z- Richtung und mit der Spannung an FL3b eine Kollimation des Strahls erfolgen kann. Zur Optimierung des Ionenstrahls wird der elektrostatische Spiegel im Modus I (Transmission) betrieben (3.1.3), d.h. unter einem Winkel von  $\gamma=90^\circ$  zum Ionenstrahl. Die Spannungsversorgung der Linse  $L_{Sp2}$  des Spiegels erfolgt durch eine Spannungsquelle der Firma EG&G ORTEC (Modell 556) und ist im Modus I auf  $U(L_{Sp2})=0V$  eingestellt. An den Linsen des TOF II werden bei der Strahloptimierung die in Abb. 3-10 dargestellten Potentiale eingestellt. Dabei befinden sich die Linsen  $L_{TOF II 1}$ ,  $L_{TOF II 2}$  und die Probenhalterung (in diesem Falle ohne Membran)  $L_{TOF II Probe}$  auf Massepotential d.h.  $0V$ . Die Linse  $L_{TOF II 3}$  wird über eine Spannungsquelle der Firma EG&G ORTEC (Modell 478) auf ein Potential von  $-1000V$  und die Linsen  $L_{TOF II 4}$ ,  $L_{TOF II 5}$  sowie das Flugrohr über eine Spannungsquelle der Firma EG&G ORTEC (Modell 556) auf ein Potential von  $-2400V$  gebracht (siehe 3.2.4).

Die Detektion der Ionen erfolgt wie unter 3.1.3 erwähnt mit einer Multikanalplattenanordnung mittels Erzeugung von Sekundärelektronen, welche abschließend vom Kollektor aufgesammelt werden (3.2.4). Das Schaltbild ist in Abb. 3-10 gezeigt. Die Spannungsversorgung der MCP's erfolgt durch ein Spannungsnetzgerät der Firma EG&G ORTEC vom Typ 478. Die Vorderseite der ersten MCP wird dabei mit einem Potential von  $-1850V$  versehen. Am Kollektor wird über den Spannungsteiler eine Spannung von  $+300V$  angelegt. Das Signal wird kapazitiv ausgekoppelt und über die Signalleitung von einem Oszilloskop der Firma LeCroy (Typ WaveSurfer 422) registriert (Abb. 3-10).

70

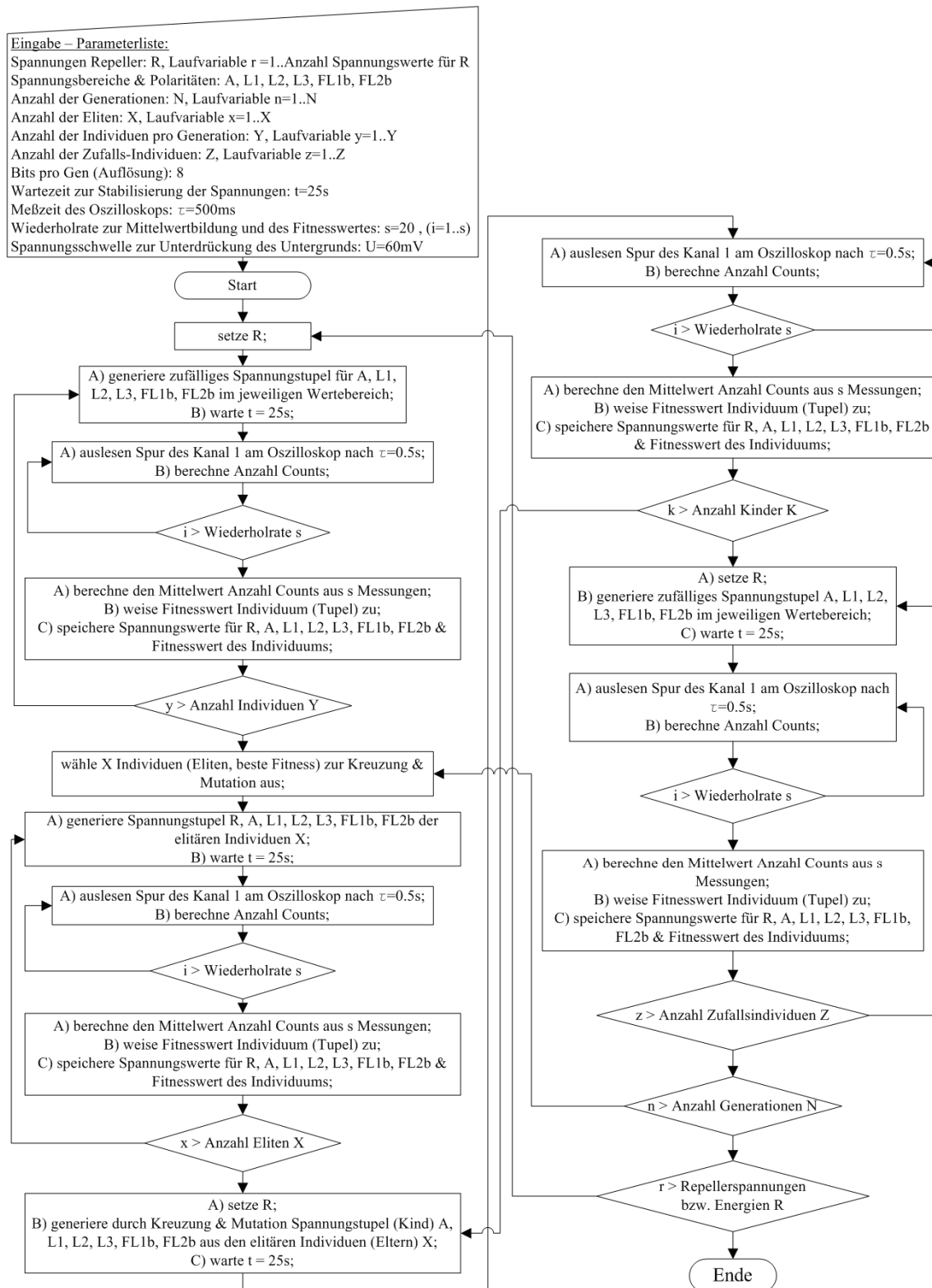
Zur Optimierung des Ionensignals auf einen maximalen Wert des Ionenstroms am Ort des Detektors können die oben aufgeführten Linsenspannungen an R, A, L<sub>1</sub>, L<sub>2</sub>, L<sub>3</sub>, FL1b, FL2b, FL3b und Plattenspannungen an P1, P3-P4, P5-P6 manuell variiert werden. Dies ist auf Grund der hohen Anzahl der möglichen Variablen zum einen mit einem hohen Zeitaufwand verbunden und zum anderen kann so nicht vollständig sichergestellt werden, dass durch diese Art der Strahljustage das globale Maximum für den Ionenstrom gefunden wird. Aus diesen Gründen kommt an dieser Stelle zur Strahloptimierung und Strahljustierung ein genetischer Algorithmus (GA) zum Einsatz welcher die Spannungswerte der Linsen R, A, L<sub>1</sub>, L<sub>2</sub>, L<sub>3</sub>, FL1b und FL2b optimiert. Hierzu werden wie in Abb. 3-10 dargestellt mit einem PC, und einem mit Hilfe des Programms LabVIEW geschriebenen VI's, die mit dem Oszilloskop erfassten Detektorsignale ausgelesen und mittels des VI's<sup>14</sup>, welches den genetischen Algorithmus enthält, die Linsenspannungen variiert und optimiert. Die Steuerung der Spannungsnetzgeräte der Linsen R, A, L<sub>1</sub>, L<sub>2</sub>, L<sub>3</sub>, FL1b und FL2b erfolgt durch das VI über ein USB Modul der Firma Measurement Computing (Typ 4301). Die Spannungsnetzgeräte werden hierzu jeweils über eine 0-10V Steuerleitung angesteuert. Das Flussdiagramm der Abb. 3-11 verdeutlicht die Funktionsweise des genetischen Algorithmus.

Zunächst muss dem VI durch manuelle Eingabe die im Ablaufdiagramm (Abb. 3-11) dargestellte Parameterliste vorgegeben werden. Diese enthält:

- die zu optimierenden kinetischen Energien der Ionen welche wie gezeigt durch die Spannungen an der Repellerlinse R vorgegeben werden;
- die Spannungsbereiche und Polaritäten der Linsen von A, L<sub>1</sub>, L<sub>2</sub>, L<sub>3</sub>, FL1b, und FL2b;
- die Anzahl der Individuen  $Y$  pro Generation, welche jeweilig aus 8 Genen bestehende 8-Tupel (A, L<sub>1</sub>, L<sub>2</sub>, L<sub>3</sub>, FL1b, FL2b, Fitness) sind;
- die Anzahl  $X$  der Eliten, welche die  $X$  Individuen mit den höchsten Fitnesswerten einer Generation darstellen;
- die Anzahl der Generationen  $N$ , welche zur Optimierung durchlaufen werden;
- die Wartezeit  $t_{Stab}$  zur Stabilisierung der Spannungen an den Linsen auf Grund des verzögerten Spannungsaufbaus durch die Spannungsquellen;
- die Messzeit  $\tau_{Osz}$  des Oszilloskops zur Bestimmung der detektierten Ionenanzahl;

---

<sup>14</sup> Für diese Anwendung wurde ein kommerzielles VI mit GA entsprechend den Versuchsanforderungen modifiziert. Dieses VI wird im Originalzustand von der Firma Jenoptik angeboten und zur Steuerung einer Flüssigkristallmaske (Typ SLM-S640/320) und zur Phasenmodulation von gepulsten Laserstrahlen verwandt.



**Abb. 3-11** Flussdiagramm des VI's zur Optimierung der Spannungen an A, L1, L2, L3, FL1b, und FL2b bei unterschiedlichen Spannungswerten an R mittels genetischem Algorithmus (GA), ( $K = Y - X - Z$ ). Optimiert wird auf maximale Ionenzählrate.



- die Wiederholrate  $s$ , welche die Anzahl der Messungen des Oszilloskops pro Individuum angibt und aus deren detektierten Werten der Ionenanzahl ein Mittelwert gebildet wird welcher der Fitness des einzelnen Individuums entspricht;
- die Spannungsschwelle  $U$  zur Unterdrückung des Untergrundsignals, die vorgibt welche vom Oszilloskop gemessenen Signale durch das VI als Ionensignal oder Untergrundsignal zu bewerten sind;

Bei geeigneter Wahl der Parameterwerte (z. Bsp.  $Y=10$ ,  $X=2$ ,  $N=50-100$ ,  $t_{Stab}=25s$ ,  $\tau_{Osz}=0.5s$ ,  $s=20$ ,  $U=60mV$ ) kann durch den GA eine Optimierung der Linsenspannungen (A, L1, L2, L3, FL1b, FL2b) für einen maximalen Ionenstrom des kontinuierlichen Ionenstrahls erzielt werden (siehe 4.3).

Nach erfolgter Optimierung durch den GA werden die so erhaltenen Werte für die Spannungen der Linsen (A, L1, L2, L3, FL1b, FL2b) und die Spannungswerte der Repellerlinse R durch ein Weiteres hierfür entwickeltes VI mittels PC und USB-Modul an den Spannungsquellen eingestellt. Eine weitere Optimierung des Ionenstrahls kann durch Variation der Spannungen an P1, P4, P5 hinsichtlich der Ausrichtung des Ionenstrahls in y- und z-Richtung und durch Variation der Spannung an FL3b (ermöglicht eine weitere Strahlkollimation) erfolgen. Die Spannungen an P1, P4, P5 und FL3b während der Optimierung durch den GA waren alle  $0V$ . In der Praxis zeigt sich das durch eine Variation an FL3b keine zusätzliche Erhöhung des Ionenstromes erreicht wird. Bei einer sorgfältigen Montage des Ionenemitters im Bereich der Ionenquelle (3.1.1) sind die Korrekturen bezüglich der Achsenausrichtung des emittierten Ionenstrahles kleiner als  $0.5\%$  der jeweils verwendeten Repellerspannungen.

### 3.2.3 Elektronik zur Erzeugung kurzer Ionenpulse

Die Erzeugung kurzer Ionenpulse, wie theoretisch unter 2.2.2 gezeigt und mit der in 3.1.2 beschriebenen apparativen Anordnung des Ablenkplattensystems der Zwischenkammer, erfordert gegenüber 3.2.2 eine Modifikation hinsichtlich der Spannungsversorgung für die Ablenkplattensysteme P3-P4, P5-P6. Die Detektion der Ionenpulse macht die Verwendung einer geeigneten Zählerelektronik und Datenerfassung notwendig (3.2.4). Das Blockschaltbild Abb. 3-12 zeigt die entsprechenden Modifikationen.

74

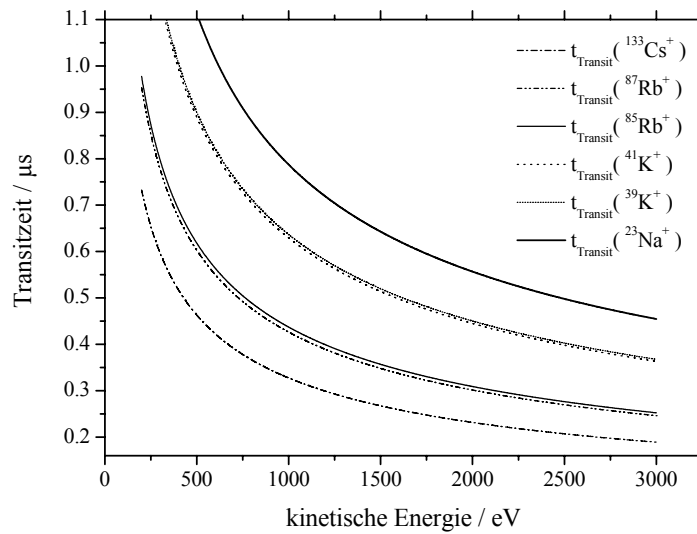
Zunächst wird, unter Verwendung der optimierten Spannungen der Linsen (A, L1, L2, L3, FL1b, FL2b), ein kontinuierlicher Ionenstrahl generiert (siehe 3.2.2), um anschließend mit der Ablenkplattenpaaranordnung der Zwischenkammer einen gepulsten Ionenstrahl zu erzeugen. Hierzu dient zunächst ein TTL-Puls<sup>15</sup>, erzeugt durch einen Delay- / Pulsgenerator der Firma SRS Stanford Research Systems (DG 535), als Steuerungssignal für einen schnellen Hochspannungs-Transistorschalter der Firma Behlke (Typ HTS 31-GSM). Der Pulsgenerator zeichnet sich hierbei durch eine hohe Zeitauflösung von  $5ps$  für die vier separat programmierbaren Kanäle (A, B, C, D) und eine hohe Genauigkeit hinsichtlich der einstellbaren zeitlichen Verzögerung zwischen zwei Kanälen aus. Zum Beispiel beträgt der spezifizierte Fehler für  $A=100\mu s$  und  $B=100.01\mu s$  in Bezug auf die Zeitbasis  $T0$   $\Delta t_{DG\ 535}=\pm 2.6ns$ . Die Genauigkeit von A in Bezug zu B ist in diesem Fall  $\pm 500ps$ . Damit bietet der Pulsgenerator (DG 535) eine hinreichend genaue Zeitbasis  $T0$  für die verwendete Zählerelektronik (3.2.4) und die zeitliche Auflösung der Transmissionsexperimente mit gepulstem Ionenstrahl. Die Vorderflanke und Rückflanke des TTL-Pulses steuern das Ein- und Ausschalten der an der Hochspannungsseite des Hochspannungs-Transistorschalters angelegten Spannung. Der in 3.2.2 verwendete Spannungsteiler liefert die mit dem HTS 31-GSM an P3 zu schaltende Spannung in einem Bereich von  $U_{P3}=0-300V$ . Mit den Spezifikationen des HTS 31-GSM, d. h. einem schaltbaren Spannungsbereich von  $0-\pm 3000V$  und einer spezifizierten Einschaltanstiegszeit von  $t_{Flanke}<21ns$ , können kurze Ionenpulse im dynamischen Fall erzeugt werden (siehe 2.2.2). Für den dynamischen Fall gilt  $a_{eff}\leq a$  und mit Gleichung (2.32) ergibt sich:

$$t_{Flanke} \leq \frac{a}{v_{Ion}} = t_{Transit} \quad (3.1)$$

Wie in Abb. 3-13 gezeigt, wird diese Bedingung für eine geometrische Plattenlänge von  $a=3cm$  der Ablenkplatte P3 und für Alkaliionen mit kinetischen Energien im Bereich von  $E_{kin}=200-3000eV$  durch die Schaltzeit der ansteigenden Flanke  $t_{Flanke}$  des HTS 31-GSM erfüllt.

---

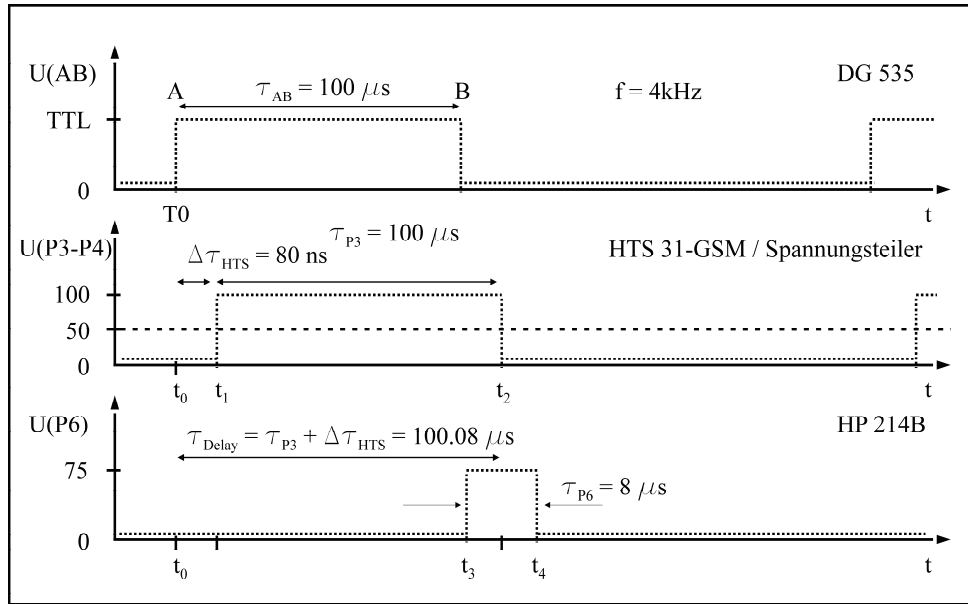
<sup>15</sup> Die Transistor-Transistor-Logik (TTL) ist eine Schaltungstechnik (Logikfamilie) für logische Schaltungen (Gatter). Eine Logik-Tabelle hierzu und weiterführende Informationen findet sich in [184].



**Abb. 3-13** Transitzeit  $t_{\text{Transit}}$  verschiedener Alkaliionen durch das Ablenkplattenpaar P3-P4 mit Plattenlänge  $a=3\text{cm}$  bei kinetischen Energien im Bereich von  $E_{\text{kin}}=200\text{-}3000\text{eV}$ . Die Anstiegszeit der Einschaltflanke des HTS 31-GSM ist mit  $t_{\text{Flanke}}=21\text{ns}$  spezifiziert.

Die jeweilige Spannung an den Ablenkplatten P4 und P5 wird ebenfalls vom Spannungsteiler bereitgestellt. Wie in 2.2.2 gezeigt, wird die Spannung an P4 auf einen konstanten Wert von  $U(P4)=U(P3)/2$  eingestellt, die Spannung an P5 ist i. a.  $0\text{V}$ . Das Impulsdiagramm der Abb. 3-14 zeigt den zeitlichen Verlauf des durch den Puls-generator DG 535 erzeugten TTL-Signals und den durch den Hochspannungsschalter HTS 31-GSM erzeugten Spannungspuls an der Ablenkplatte P3. Der mit einer Frequenz von  $f=4\text{kHz}$  erzeugte TTL-Puls von  $100\mu\text{s}$  Länge generiert mit seiner Vorderflanke und Rückflanke, wie in Kapitel 2.2.2 beschrieben, jeweils einen kurzen Ionenpuls. Die Wiederholrate von  $4\text{kHz}$ , welche einem Zeitäquivalent von  $250\mu\text{s}$  entspricht, ermöglicht es in diesem hinreichend langen Zeitintervall mit der Elektronik (3.2.4) Transmissions- und Streuprozesse zu messen. Der zeitliche Abstand von  $\tau_{p3}=100\mu\text{s}$  zwischen Vorderflanke und Rückflanke des Spannungspulses an P3 gewährleistet einen ausreichenden zeitlichen Abstand in den Flugzeiten der detektierten Ionenpulse von Vorder- und Rückflanke um diese zu unterscheiden. Generell ist man an dieser Stelle jedoch bestrebt die Ionenpulse, welche durch die Rückflanke generiert werden zu unterdrücken oder zu beseitigen. Dies gelingt in einfacher Weise durch eine zusätzliche gepulste Spannung am Ablenkplattenpaar P5-P6, hier speziell an der Ablenkplatte P6, was wie in 3.1.2 gezeigt eine Auslenkung in z-Richtung ermöglicht. Wie im Impulsdiagramm der Abb. 3-14 dargestellt, wird hierzu ein zur Vorderflanke des TTL-Pulses um  $\tau_{\text{Delay}}\approx 100\mu\text{s}$

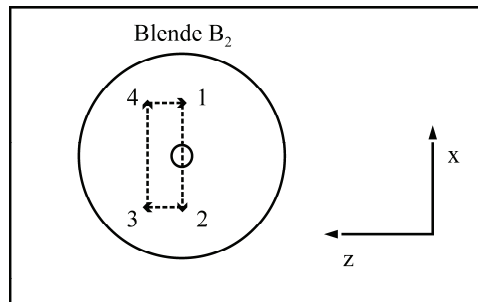
verzögerter Spannungspuls mit einer zeitlichen Breite von  $\tau_{P6}=8\mu s$  und einer Spannung von  $U_{P6}=75V$  erzeugt und an P6 angeschlossen.



**Abb. 3-14** Impulsdigramme der zeitlichen Spannungsverläufe an P3, P4 und P6 zur Erzeugung kurzer Ionenpulse. Zur besseren Illustration ist der zeitliche Versatz  $\Delta\tau_{HTS}$  des Transistorschalters HTS 31-GSM nicht maßstäblich dargestellt.

Zur Verdeutlichung der Funktionsweise zeigt Abb. 3-15 den zeitlichen Verlauf des Ionenstrahls am Ort der Blende B<sub>2</sub>. Dabei wird der Ionenstrahl zum Zeitpunkt  $t_1$  von der ansteigenden Vorderflanke des an P3 angelegten Spannungspulses von Punkt 1 nach Punkt 2 über die Apertur der Blende B<sub>2</sub> geschrieben. Die ansteigende Vorderflanke des Spannungspulses an P6 verschiebt den Ionenstrahl zum Zeitpunkt  $t_3$  von Punkt 2 nach Punkt 3 in z-Richtung, so dass die nun zum Zeitpunkt  $t_2$  folgende abfallende Flanke des Spannungspulses an P3 den Ionenstrahl von Punkt 3 nach Punkt 4 schreibt und der Strahl nicht über die Apertur bewegt wird. Abschließend wird der Ionenstrahl zum Zeitpunkt  $t_4$  durch die abfallende Flanke an P6 von Punkt 4 wieder an ihren Ausgangsort Punkt 1 verschoben. Der hierfür notwendige Spannungspuls an P6 ( $\tau_{P6}=8\mu s$ ) wird, wie im Blockschaltbild Abb. 3-12 gezeigt, durch einen Pulsgenerator der Firma Hawellett Pakard HP (Typ HP 214B) erzeugt. Dieser ist hierzu an die Ablenkplatte P6 angeschlossen. Der Pulsgenerator HP 214B wird extern durch die Vorderflanke des TTL-Pulses des Pulsgenerators DG 535 getriggert und der erzeugte Puls mit einer entsprechenden internen zeitlichen Verzögerung von  $\tau_{Delay} \approx 100\mu s$  durch den HP 214B Pulsgenerator versehen. Im Impulsdigramm Abb. 3-14 ist die Anstiegsflanke des vom HTS 31-GSM geschalteten Spannungspulses zum Zeitpunkt  $t_1$  gegenüber der Anstiegsflanke des TTL-Pulses zum Zeitpunkt  $t_0$  um  $\Delta\tau_{HTS}$  verschoben.

Dies ist auf eine dem Hochspannungsschalter inhärente verzögerte Anschaltzeit zurückzuführen welche vom Hersteller mit  $\Delta\tau_{HTS}=80ns$  spezifiziert wird.



**Abb. 3-15** Skizze des Strahlverlaufs am Ort der Blende  $B_2$  bei Auslenkung des Ionenstrahls durch die Ablenkplattenpaare P3-P4 und P5-P6 wie oben beschrieben (Blickrichtung in Ausbreitungsrichtung des Strahls).

### 3.2.4 Spannungsversorgung, Zählerelektronik und Datenerfassung TOF II

#### Datenerfassung im dynamischen Fall der Erzeugung kurzer Ionenpulse

Wie unter 3.2.3 bereits angedeutet wurde, muss zur Detektion der im dynamischen Fall erzeugten kurzen Ionenpulse die Elektronik den experimentellen Anforderungen angepasst werden. Die Spannungsversorgung im Bereich des TOF II erfolgt wie unter 3.2.3 beschrieben und wie im Blockschaltbild Abb. 3-12 dargestellt. Die Linse  $L_{TOF II 3}$  besitzt ein Potential von  $-1000V$  und die Linsen  $L_{TOF II 4}$ ,  $L_{TOF II 5}$  sowie das Flugrohr ein Potential von  $-2400V$ . Diese zweistufig Beschleunigung der Ionen hinter der Probenhalterung dient im Falle der Transmissionsexperimente dazu Ionen, welche auf Grund von Wechselwirkungsprozessen mit der Membran niedrige kinetische Energien oder größere Ablenkwinkel besitzen, in Richtung des Detektors zu beschleunigen. Hierdurch kann deren Wechselwirkung mit den Wänden des Flugrohres auf Grund der erhöhten Divergenz verhindert werden und man erreicht deren Detektion an den MCP's.

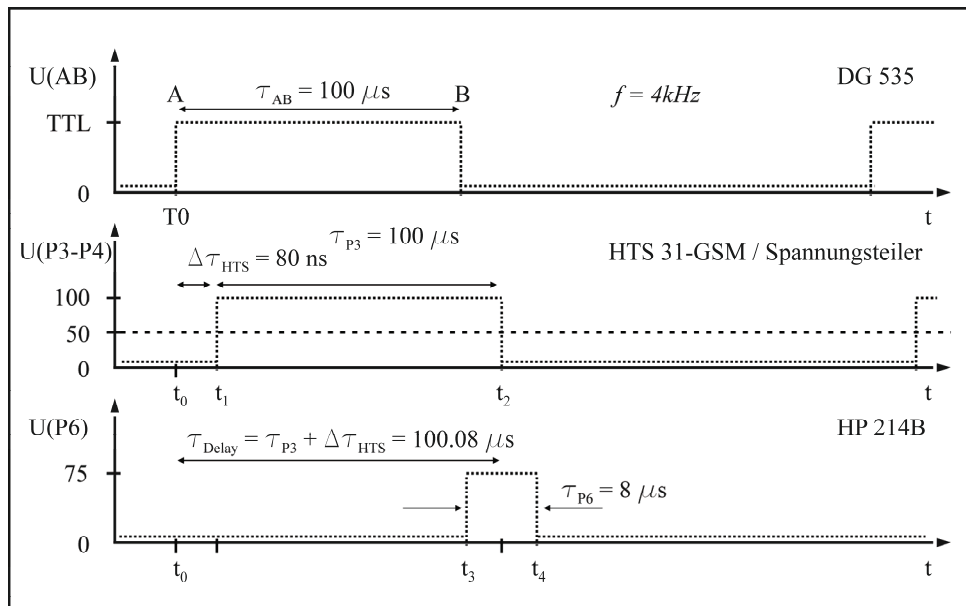
Die Detektion erfolgt wie unter 3.1.3, 3.2.3 und Abb. 3-12 gezeigt mit einer zweistufigen Multikanalplattenanordnung, welche auf der Basis der Sekundärelektronenvervielfältigung arbeitet. Eine MCP besteht aus vielen parallel zueinander angeordneten Kanälen, diese besitzen einen Winkel von  $\alpha_{MCP}=4-6^\circ$  zur Flächennormale der MCP. Zur Vermeidung von ionischer Rückkopplung sind beide MCP's in der Halterung so angeordnet dass die Neigungswinkel ihrer Kanäle entgegengesetzt sind. Dies wird auch als Chevron-Anordnung bezeichnet [185]. Die Kanäle haben einen Durchmesser von  $\varnothing_{MCP-Kanal}=9.5\mu m$  und besitzen eine spezielle Beschichtung. Wie aus dem Blockschaltbild der Abb. 3-12 hervorgeht fällt über die Länge der Kanäle eine elektrische Spannung von ca.  $1000V$  ab, wodurch innerhalb der Kanäle ein beschleunigendes elektrisches Feld

erzeugt wird. Ionen, welche auf die beschichteten Wände eines Kanals treffen, erzeugen Sekundärelektronen, diese werden im elektrischen Feld beschleunigt und erzeugen beim wiederholten Auftreffen auf die Wände erneut Sekundärelektronen. Jedes Ion generiert auf diese Weise einen lawinenartig verstärkten Strompuls, der an der Anode, die als Kollektor für die Elektronen dient, über einen Kondensator ausgekoppelt wird. Dieser ist im Falle des TOF II ein hochspannungsfester Kondensator, wodurch bei einer entsprechenden Hochspannungsversorgung der MCP's sowohl die Detektion von positiven wie auch von negativen Ionen ermöglicht wird. Der in dieser Anordnung der beiden MCP's zwischen primär auftreffendem Ionenstrom und sekundär erzeugten Elektronenstrom erzielte Verstärkungsfaktor kann mit  $1 \cdot 10^6$  angegeben werden [185-192]. Mit dem Detektor können somit einzelne Ionen detektiert werden. Das entsprechende Ausgangssignal für ein einzelnes mit dem Detektor detektiertes Ion besitzt in diesem Fall eine Pulsbreite (FWHM) von  $\Delta\tau_{Ion} \approx 10ns$  und Spannungsamplituden im Bereich von  $-60mV$  bis  $-700mV$ .

Das so vom Detektor registrierte Signal wird anschließend von einem Verstärker und Diskriminator der Firma EG&G ORTEC (Modell 9302) um einen Faktor 200 verstärkt und in ein schnelles negatives NIM-Signal<sup>16</sup> umgewandelt. Der Verstärker besitzt in dem verwendeten Verstärkungsbereich eine Anstiegszeit von typischerweise  $3ns$ . Bei dem verwendeten Diskriminator handelt es sich um einen Anstiegs-Flanken-Diskriminator (leading-edge), dessen Schwelle variabel zwischen  $50mV$  und  $1V$  eingestellt werden kann. Die Puls-Paar-Auflösung beträgt typischerweise  $9ns$ . Der Diskriminator erzeugt Strompulse mit einer Amplitude von  $I_{Disk} = 16mA$ , was bei einem Eingangswiderstand von  $R = 50\Omega$ , Spannungspulsen mit Amplituden von  $800mV$  entspricht. Die Pulsbreite wird mit  $\tau_{9302} \leq 5ns$  und die Flankenanstiegszeit mit  $1.5ns$  spezifiziert. Das Signal des Diskriminator 9302 dient als Stopp-Signal für einen Zeit-zu-Amplituden-Wandler der Firma EG&G ORTEC (Modell TAC/SCA 567). Das Start-Signal für den TAC/SCA 567, ebenfalls ein schnelles NIM-Signal mit einer Pulsbreite von  $\tau_{CD} = 100ns$ , generiert der Pulsgenerator DG 535 (Ausgang CD). Die Vorderflanken des vom Pulsgenerator erzeugten TTL-Signals (Ausgang AB) (siehe 3.2.3) und des NIM-Signals (Ausgang CD) entsprechen in diesem Fall der internen Zeitbasis  $T_0$  des Generators deren Genauigkeit mit  $\Delta T_0 < \pm 1ns$  spezifiziert ist.

---

<sup>16</sup> NIM (Nuclear Instrument Module); Standard-NIM-Module sind zum schnellen auswechseln konzipierte Baugruppen die in einem 19-Zoll-Überrahmen (NIM-Crate) untergebracht werden. Für die schnelle-negative Logik (NIM-Logik) gilt : Low  $0V$ , High  $-0.8V$ , Impedanz  $50\Omega$



**Abb. 3-16** Impulsdiagramme der Spannungsverläufe am DG 535 (Ausgang CD) und Ortec 9302, welche den Start- und Stopppuls für den 567 TAC/SCA liefern. Im Weiteren sind die vom TAC erzeugten analogen 0-10V Signale gezeigt. Die Pulshöhen sind hierbei proportional zum Zeitintervall zwischen Start- und Stopppuls. Im Speziellen hier die Stopppulse welche durch Vorder- und Rückflanke des Spannungspulses an P3 generiert wurden. Die Pulsbreiten, sowie die Zeitskala zwischen  $t_5$  und  $t_6$ , sind nicht maßstäblich.

Der Signalverlauf ist im Impulsdiagramm Abb. 3-16 dargestellt. Der TAC/SCA 567 misst das Zeitintervall zwischen einem Start- und Stopppuls mit einer zeitlichen Auflösung von  $\leq 0.01\%$  des am TAC/SCA eingestellten Zeitintervalls, z. Bsp. entspricht dies bei einem Intervall von  $200\mu s$  einer zeitlichen Auflösung von  $20ns$ , und generiert einen analogen Ausgangspuls zwischen 0-10V, welcher proportional zum gemessenen Zeitintervall ist. Die Pulsbreite des Ausgangspulses kann hierbei in einem Bereich von  $\tau_{TAC/SCA} = 1-3\mu s$  variabel einjustiert werden mit Anstiegs- und Abfallzeiten von jeweils  $250ns$ . Der Zeitnullpunkt der gemessenen Flugzeit-Massenspektren wird somit durch die Vorderflanke des schnellen NIM-Signals des Pulsgenerators DG 535 (Ausgang CD) definiert. Die Flugzeiten der Ionen entsprechen im dynamischen Fall der Ionenpulserzeugung dem Zeitintervall zwischen einem Start- und Stopppuls abzüglich der in Abb. 3-14 dargestellten Verzögerungszeit  $\Delta\tau_{HTS}$  des schnellen Hochspannungs-Transistor-Schalters. Der analoge Ausgangspuls des TAC/SCA 567 wird über ein BNC Kabel zu einem Multikanal Speicher (MCB<sup>17</sup>) geführt (siehe Abb. 3-12). Hierbei handelt es sich um ein weiteres NIM-Modul der Firma EG&G ORTEC (Modell 926),

<sup>17</sup> Aus dem Englischen für **M**ultichannel **B**uffer



welches zusammen mit der MCA<sup>18</sup> Emulations-Software Maestro-32 V6 (der Firma EG&G ORTEC) zur Datenerfassung und Datenanalyse dient. Der MCB 926 konvertiert die analogen Ausgangspulse des TAC/SCA 567 mittels Analog zu Digital Wandler in ihr digitales Äquivalent und speichert sie mit einer maximalen Auflösung von 8192 (8k) Kanälen und einer Speicherkapazität von  $2^{31}-1$  Pulsen pro Kanal intern in einem Datenspeicher ab. Dieser wird anschließend über eine USB-Schnittstelle mit der auf einem PC installierten Software Maestro-32 V6 ausgelesen und analysiert. Erste Messungen zur Charakterisierung der Ionenpulserzeugung wurden mit einem MCB der Firma EG&G ORTEC (Modell 916A-4K), mit einer maximalen Kanalanzahl von 4096 und Speicherkapazität von  $2^{23}-1$  (8 Millionen) Pulsen pro Kanal, und der MCA Emulations-Software Maestro<sup>TM</sup> for Windows durchgeführt (siehe Abb. 3-12).

Die Charakterisierung der im dynamischen Fall erzeugten Ionenpulse durch Flugzeit-Massenspektren und die Messungen zur zeitlich aufgelösten Transmission durch Membranen erfolgt mit den in 3.2.3 und 3.2.4 vorgestellten Verfahren der Datenerfassung und Datenanalyse.

### **Datenerfassung bei kontinuierlichem Ionenstrahl**

Zur Erfassung des Ionenstromes bei kontinuierlichem Ionenstrahl wird die Elektronik zur Datenerfassung der Messanordnung aus Blockschaltbild Abb. 3-12 modifiziert. Ein entsprechendes Blockschaltbild hierzu ist im Anhang (Kap. 8.1) in Abb. 8-2 dargestellt. Zur Erzeugung eines kontinuierlichen Ionenstrahls mit einer entsprechenden kinetischen Energie der Ionen werden die unter 3.2.2 optimierten Spannungen über das dort bereits verwendete VI an den Linsen (R, A, L1, L2, L3, FL1b, FL2b, FL3b) und Ablenkplatten P1-P6 eingestellt. Der elektrostatische Spiegel wird im Modus I (Transmission) betrieben. Die Spannungsversorgung des TOF II Spektrometer erfolgt wie oben dargestellt. Das Ausgangssignal des Diskriminators 9302 (schnelles negatives NIM-Signal) wird über ein BNC Kabel an ein Ratemeter der Firma EG&G ORTEC (Modell 661) angeschlossen. Dieses misst die Pulse welche durch den Diskriminator, respektive am Detektor, erzeugt werden mit einer Puls-Paar-Auflösung  $<40ns$  und stellt sie als Zählrate pro Sekunde dar. Die Zählrate wird in eine analoge 0-10V Spannung umgewandelt und über ein USB Modul der Firma Measurement Computing<sup>TM</sup> (Typ USB-1208FS) durch ein mit dem Programm LabVIEW entwickeltes VI und einen Messplatzrechner ausgelesen, grafisch dargestellt und zur weiteren Datenanalyse abgespeichert. Diese Messanordnung wird auch zur Bestimmung des durch eine Membran transmittierten Ionensignals bei kontinuierlichem Ionenstrahl verwendet.

---

<sup>18</sup> Aus dem Englischen für **Multichannel Analyser**

### 3.2.5 Spannungsversorgung, Zählerelektronik und Datenerfassung TOF I

Wie bereits in Unterkapitel 3.1.3 angesprochen, wird das Flugzeit-Massenspektrometer I während des Messbetriebs, sowohl bei zeitaufgelösten Transmissionsmessungen an Membranen mit gepulstem Ionenstrahl als auch bei Transmissionsmessungen mit kontinuierlichem Ionenstrahl, zur Kontrolle des Ionenstrahls verwandt. Zu diesem Zweck wird der elektrostatische Spiegel für die Dauer der Kontrollmessung im Modus II (Reflektion) betrieben. Die Spannungsversorgung des elektrostatischen Spiegels erfolgt über ein Spannungsnetzgerät der Firma EG&G ORTEC (Modell 556). Die Reflektion der Ionen in positiver z-Richtung zum TOF I erfolgt durch eine Winkelseinstellung des elektrostatischen Spiegels von  $\gamma=45^\circ$  bezüglich der Strahlausbreitungsrichtung (siehe 3.1.3 Abb. 3-7) an der Drehdurchführung und durch ein Potential der Linse  $L_{Sp2}$  von  $U(L_{Sp2})=E_{kin}(Ion)/e$ , welches gleichzeitig dem Potential der Repellerlinse R der Ionenquelle entspricht. Die Erzeugung eines kontinuierlichen oder gepulsten Ionenstrahls erfolgt wie in 3.2.4 dargelegt. Das Flugrohr des TOF I dient als feldfreie Driftstrecke und befindet sich daher auf Massepotential ( $0V$ ). Die Spannungsversorgung der MCP's erfolgt durch ein Spannungsnetzgerät der Firma EG&G ORTEC vom Typ 556 wobei die Vorderseite der ersten MCP mit einem Potential von  $-1900V$  versehen wird. Die Elektronik zur Datenerfassung und Datenanalyse ist sowohl im Falle eines kontinuierlichen Ionenstrahls als auch bei gepulstem Ionenstrahl identisch zu den Ausführungen in Unterkapitel 3.2.4 und deren Blockschaltbildern Abb. 3-12 und Abb. 8-2. Skizzen der Schaltbilder mit den entsprechenden Variationen der apparativen Messanordnung sind im Anhang (Kap. 8.1) unter Abb. 8-3 und Abb. 8-4 aufgeführt.

### 3.2.6 Datenerfassung QMS

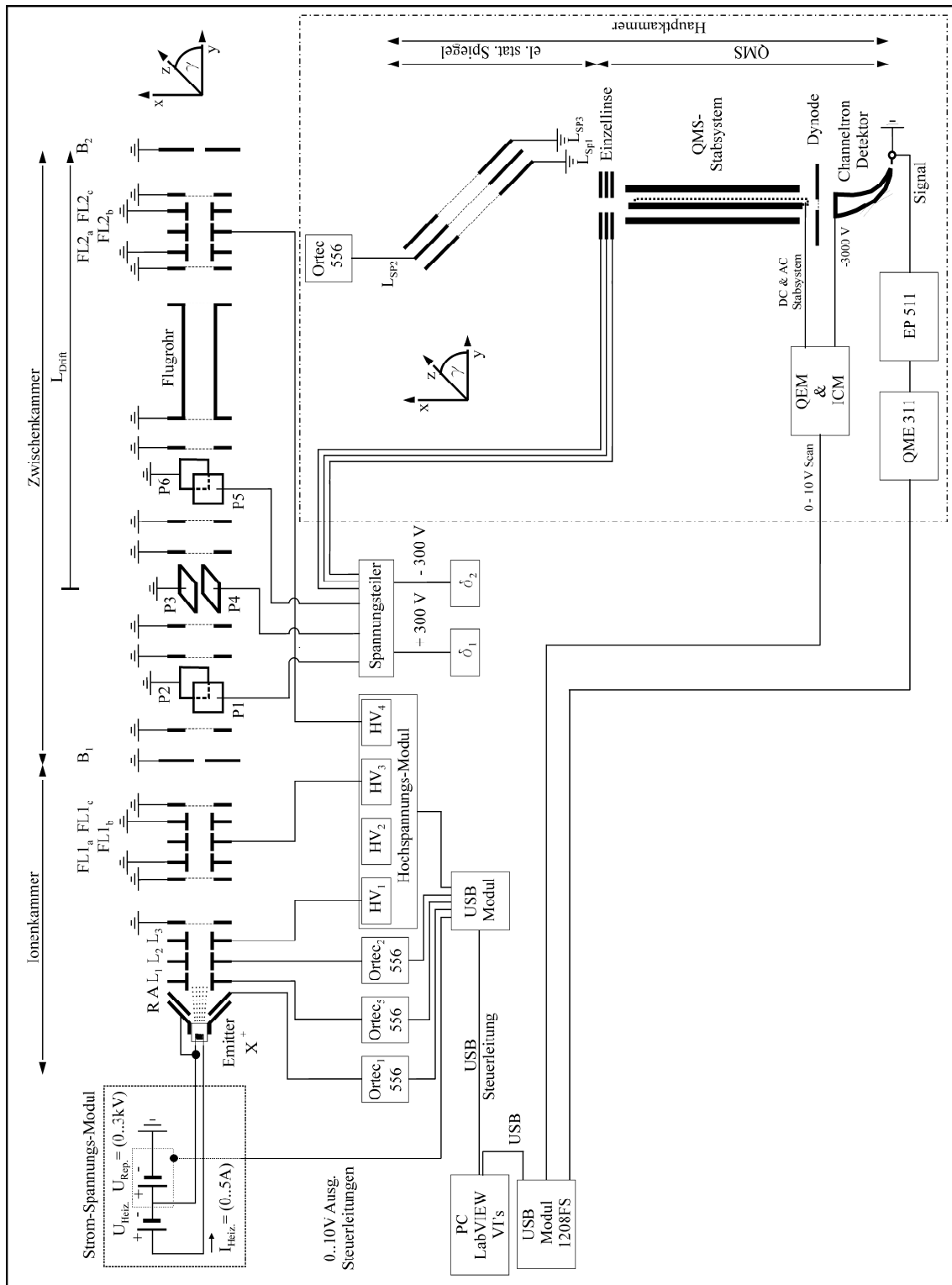
Wie bereits unter 3.1.3 beschrieben wird das Quadrupol-Massenspektrometer zur Analyse des in der Ionenquelle verwendeten Emitttermaterials, respektive der emittierten Ionen, genutzt. Der elektrostatische Spiegel wird hierzu im Modus II (Reflektion) und mit den Spannungen  $U(L_{Sp1})=U(L_{Sp3})=0V$ ,  $U(L_{Sp2})=E_{kin}(Ion)/e$  sowie einem Drehwinkel  $\gamma=-45^\circ$  bezüglich der Strahlausbreitungsrichtung betrieben (3.1.3). Die Ionen werden so unter  $90^\circ$  in -z-Richtung reflektiert. Wie in der Skizze Abb. 3-17 dargestellt, wird die Einkopplung des Ionenstrahls in das Stabsystem des QMS durch ein Einzellinsensystem, welches vor dem Stabsystem des QMS angebracht ist, optimiert. Die Spannungsversorgung des Einzellinsensystems erfolgt durch den Spannungsteiler aus Unterkapitel 3.2.2. Zur Bestimmung der Masse der aus dem Emitttermaterial emittierten Ionen wird mit der Ionenquelle ein kontinuierlicher Ionenstrahl erzeugt (siehe 3.2.2). Die Spannungsversorgung des Stabsystems und des Channeltron-

Detektors erfolgt über die kommerzielle Elektronik der Firma Finnigan (Typ QEM<sup>19</sup> und ICM<sup>20</sup>). Das detektierte Ionensignal ist über die Signalleitung mit einem Elektrometer-Vorverstärker der Firma Balzers (Typ EP 511) verbunden, welcher den Ionenstrom in eine Analogspannung umwandelt (3.2.1). Dieser ist wiederum an den Elektrometer-Kontroller der Firma Balzers (Typ QME 311) angeschlossen, der zur Filterung und Nachverstärkung des Signals und als Steuergerät für den gesamten Verstärker dient. Der Elektrometer-Kontroller ist über ein USB Modul (Typ USB-1208FS) der Firma Measurement Computing<sup>TM</sup> mit dem Messplatzrechner verbunden und wird von dort mit einem hierfür programmierten VI ausgelesen. Die Daten werden anschließend grafisch dargestellt und gespeichert (siehe auch 3.2.1). Über eine Steuerleitung mit einer  $0-10V$  Steuerspannung zwischen dem USB-Modul und der Elektronik des QMS wird der Massenscan des QMS mit Hilfe des VI gesteuert (siehe Blockschaltbild Abb. 3-17).

---

<sup>19</sup> Akronym für „**Q**uadrupol **E**lectronics **M**odule“

<sup>20</sup> Akronym für „**I**on **C**ontrol **M**odule“

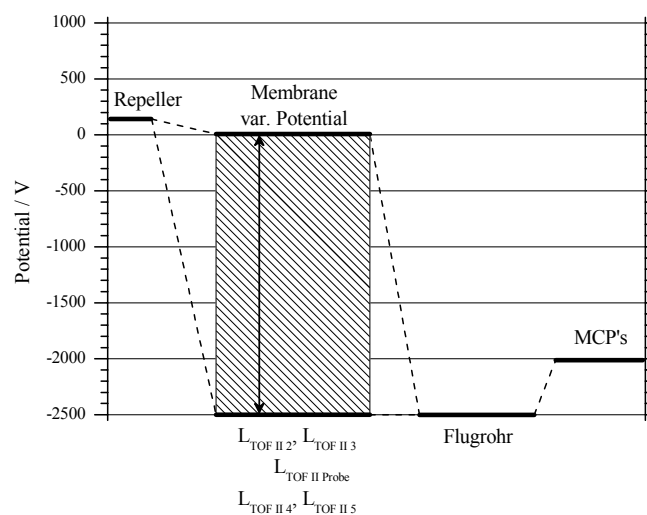


**Abb. 3-17** Schaltbild und Skizze der Elektronik zur Charakterisierung des Emittentmaterials mit einem Quadrupol-Massenspektrometer (QMS). Der elektrostatische Spiegel wird im Modus II (Reflektion unter  $\gamma = -45^\circ$ ) betrieben.

### 3.2.7 Elektronik Alte Apparatur / Messungen kontinuierlicher Ionenstrahl

Erste Messungen zur Transmission von Alkaliionen durch PPX-Membranen mit einem kontinuierlichen Ionenstrahl wurden mit den Versuchsanordnungen wie in Kapitel 3.1 und 3.1.1 in der Abb. 3-2 und der Abb. 3-4 aufgezeigt durchgeführt. Die Strom-Spannungsversorgung des kommerziellen Emitters erfolgte durch ein Strom-Spannungsnetzgerät der Firma Elektro-Automatik (Modell EA-516/05), welches Heizströme  $I_{Heiz}=0-5A$  und Quellspannungen von  $U_{Heiz}=0-16V$  zur Verfügung stellte. Die Spannungsversorgung der Linsen (R, A, L1, L2, L3) der Ionenoptik der Quelle ist im Blockschaltbild Abb. 8-5 im Anhang unter Kapitel 8.1 dargestellt und wurde von dem in 3.2.2 beschriebenen Spannungsteiler im Bereich  $\pm 300V$  bereitgestellt. Die Spannung der Repellerlinse wurde auf  $U_{Rep}=150V$  eingestellt und die Linsen-spannungen (A, L1, L2, L3) manuell auf einen maximalen Ionenstrom justiert. Mit diesen optimierten Einstellungen im Bereich der Ionenquelle wurden die Transmissionsmessungen vorgenommen. Dies geschah aus der in 3.1 schon angeführten technischen Beschränkung des kommerziellen Emitters. Da die Repellerspannung nur im Bereich von  $0-300V$  eingeregelt werden konnte, wurde zur Variation der kinetischen Energie der Ionen ein anderes Verfahren angewandt. Die Ionenquelle wurde daher mit den oben beschriebenen konstanten Spannungen betrieben, wodurch die Ionen nach dem Durchqueren der Austrittsblende der Ionenquelle stets eine kinetische Energie von  $E_{kin}=150eV$  besaßen. Der elektrostatische Spiegel wurde im Modus I (Transmission) betrieben. Die Variation der kinetischen Energie erfolgte über eine Nachbeschleunigung durch eine variable Spannung an den Linsen  $L_{TOF II 2}$ ,  $L_{TOF II Probe}$ ,  $L_{TOF II 3}$ ,  $L_{TOF II 4}$  und  $L_{TOF II 5}$  (siehe Potentialdarstellung in Abb. 3-18). Dazu wurden die Linsen  $L_{TOF II 2}$ ,  $L_{TOF II Probe}$ ,  $L_{TOF II 3}$ ,  $L_{TOF II 4}$  und  $L_{TOF II 5}$  wie im Blockschaltbild Abb. 8-5 gezeigt verschaltet. Die Spannungsversorgung der Linsen  $L_{TOF II 2}$ ,  $L_{TOF II Probe}$ ,  $L_{TOF II 3}$ ,  $L_{TOF II 4}$  und  $L_{TOF II 5}$  erfolgte über ein Spannungsnetzgerät der Firma EG&G ORTEC (Modell 556). Dies ermöglichte eine Nachbeschleunigung der Ionen im elektrostatischen Feld zwischen den Linsen  $L_{TOF II 1}$  und  $L_{TOF II 2}$ , mit Spannungen im Bereich von  $U(L_{TOF II 2}, L_{TOF II Probe}, L_{TOF II 3}, L_{TOF II 4}, L_{TOF II 5})=0V$  bis  $-2500V$ . Somit konnten variable kinetische Energien der Ionen bis zu  $E_{kin}=2650eV$  erzeugt werden. Das Potential des Flugrohres wurden durch eine Spannungsquelle der Firma EG&G ORTEC (Modell 556) variabel im Bereich von  $0V$  bis  $\pm 2500V$  eingestellt. Hohe negative Spannungswerte (z.Bsp.  $-2500V$ ) dienten bei den Transmissionsexperimenten dazu Ionen mit niedrigen kinetischen Energien oder größeren Ablenkswinkeln nach der Wechselwirkung mit den Membranen in Richtung des Detektors zu beschleunigen und dort zu detektieren. Ein hohes positives Potential von z.Bsp.  $+2500V$  am Flugrohr führt bei den transmittierten positiven Ionen

zu einer Retardierung oder vollständigen Diskriminierung und erlaubt die Detektion von sekundär erzeugten Elektronen oder sekundärer negativer Ionen (eine entsprechende Potentialdarstellung findet sich im Anhang Kap. 8.1, Abb. 8-1). Die Datenerfassung des an den MCP's detektierten und durch die PPX-Membranen transmittierten Ionensignals erfolgte wie bereits in Kapitel 3.2.4 für den Fall eines kontinuierlichen Ionenstrahls beschrieben. Das Ausgangssignal eines Diskriminators der Firma Ortec (Typ 935) wurde an das Ratemeter 661 weitergeleitet, welches die von den Ionen an den MCP's erzeugten Spannungspulse pro Sekunde maß. Dieses Signal wurde mittels PC und entsprechend hierfür programmiertem VI über ein USB-Modul (1208FS) ausgelesen, grafisch dargestellt und gespeichert (Abb. 8-5).

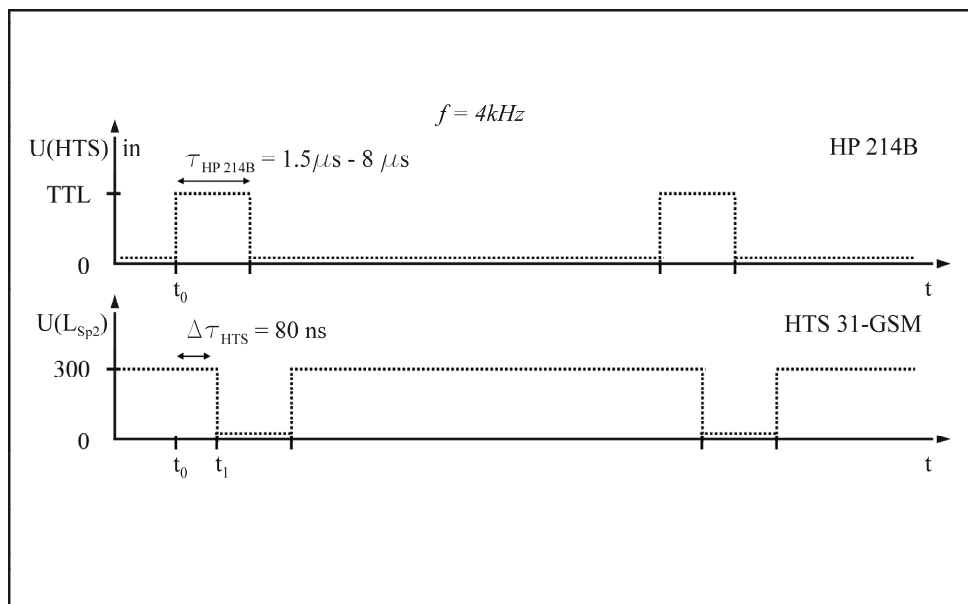


**Abb. 3-18** Darstellung der Potentiale an Repeller R, der Probenhalterung aus den Linsen  $L_{TOF II 2}$ ,  $L_{TOF II Probe}$ ,  $L_{TOF II 3}$ , den Linsen  $L_{TOF II 4}$ ,  $L_{TOF II 5}$  sowie dem Flugrohr (TOF) und der MCP's. Mit einem variablen Potential an den Linsen  $L_{TOF II 2}$ ,  $L_{TOF II Probe}$ ,  $L_{TOF II 3}$ ,  $L_{TOF II 4}$  und  $L_{TOF II 5}$  konnten kinetische Energien und damit auch Stoßenergien im Bereich von  $E_{kin}=150eV-2650eV$  generiert werden.

### 3.2.8 Elektronik Alte Apparatur / elektrischer Spiegel im gepulsten Betrieb

Erste Messungen zur Transmission von Ionen durch PPX-Membranen mit einem gepulsten Ionenstrahl wurden mit der in Kapitel 3.1 und Abb. 3-2 vorgestellten Apparatur durchgeführt. Hierzu wurde zunächst wie in 3.2.7 ein kontinuierlicher Ionenstrahl mit einer kinetischen Energie von  $E_{kin}=150eV$  mit den entsprechenden Linsen Spannungen an R, A, L1, L2, L3 erzeugt. Zur Generierung eines gepulsten Ionenstrahls

wurde der elektrische Spiegel unter einem Winkel  $\gamma=45^\circ$  zur Strahlausbreitungsrichtung eingestellt was dem Modus II (Reflektion) entspricht. Auch in dieser Anordnung erhalten die Linsen  $L_{Sp1}$  und  $L_{Sp3}$  ein Potential von  $U(L_{Sp1})=U(L_{Sp3})=0V$ . Im Gegensatz zum Modus II wurde die Linse  $L_{Sp2}$  nicht mit einer zeitlich konstanten Spannung  $U(L_{Sp2})=U_{Rep}=konst$  belegt, sondern erhielt eine zeitlich variable Spannung  $U(L_{Sp2})=U_{Rep}(t)$ . Hierdurch wurde es möglich bei geeigneter Wahl der Signalform von  $U_{Rep}(t)$  den elektrischen Spiegel zwischen dem Modus I (Transmission) und Modus II (Reflektion) hin und her zu schalten. Damit konnte hinter dem elektrischen Spiegel in y-Richtung und damit am Ort der Probe ein gepulster Ionenstrahl realisiert werden. Im Blockschaltbild der Abb. 8-6 (Anhang, Kap. 8.1) ist die hierfür verwandte Elektronik dargestellt. Die hierzu notwendige zeitlich variable Spannung an der Linse  $L_{Sp2}$  ist im Impulsdigramm der Abb. 3-19 aufgezeigt. Durch einen Pulsgenerator der Firma Hawellet Pakard HP (Typ HP 214B) wurde ein TTL-Puls mit einer variablen Pulsbreite im Bereich von  $1.5\mu s-8\mu s$  erzeugt. Das invertierte TTL-Signal diente als Steuersignal für einen schnellen Hochspannungs-Transistorschalter der Firma Behlke (Typ HTS 31-GSM) (Abb. 3-19). Die Eingangsseite des HTS 31-GSM wurde mit einer konstanten Spannung von  $300V$  durch den in 3.2.2 beschriebenen Spannungsteiler versorgt.

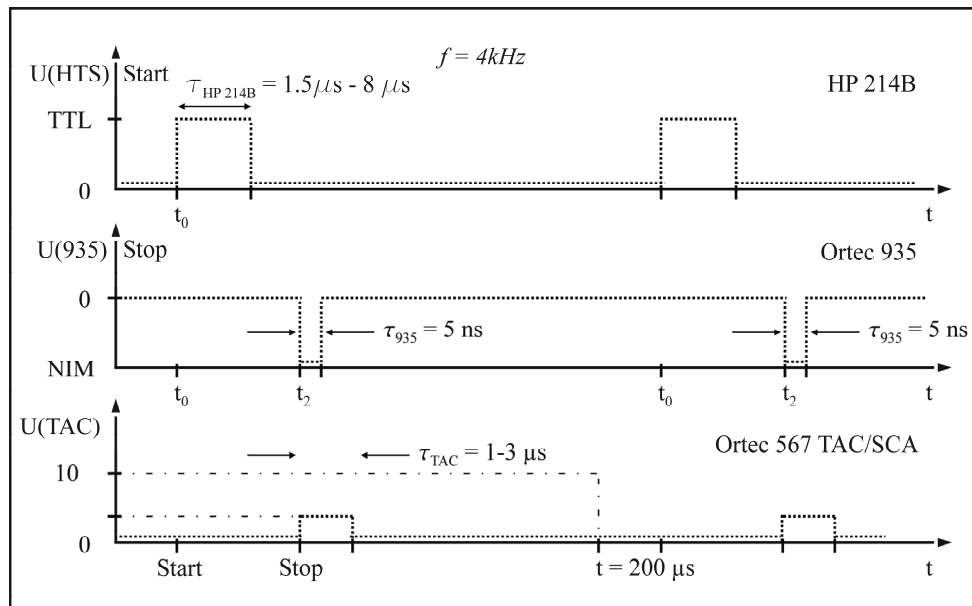


**Abb. 3-19** Impulsdigramm des Pulsgenerators HP 214B welcher den Startpuls für den 567 TAC/SCA und das Steuersignal für den Hochspannungs-Transistorschalter HTS 31-GSM in Form eines TTL Signals mit variabler Pulsbreite von  $\tau_{HP\ 214B}=1.5\mu s-8\mu s$  liefert. Der HTS 31-GSM invertiert das TTL Signal und schaltet nach einer inhärenten Verzögerungszeit  $\tau_{HP\ 214B}$  die konstant anliegende Spannung von  $300V$  an der Linse  $L_{Sp2}$  aus. Die Pulsbreiten sind nicht maßstäblich.

Diese wurde wie im Impulsdiagramm gezeigt durch das invertierte TTL-Signal an die Linse  $L_{Sp2}$  durchgeschaltet. Mit einer Wiederholfrequenz von  $f=4kHz$  des durch den HP 214B erzeugten TTL-Puls wurde so hinter dem elektrischen Spiegel ein gepulster Ionenstrahl mit Pulsen in einem zeitlichen Abstand von  $250\mu s$  erzeugt. Die Pulsbreite der Ionenpulse konnte durch Veränderung der Pulsbreite  $\tau_{HP\ 214B}$  variiert werden.

Die Spannungsversorgung im Bereich des TOF II und damit auch die Nachbeschleunigung der Ionen auf kinetische Energien im Bereich  $E_{kin}=150-2650eV$  erfolgte wie in 3.2.7. Nach der Transmission durch die PPX-Membranen wurden die Ionen an den MCP's detektiert und das so erzeugte Spannungssignal anschließend von einem Diskriminator der Firma EG&G ORTEC (Modell 935) in ein schnelles negatives NIM-Signal umgewandelt (3.2.7). Das Signal des Diskriminators 935 diente als Stopp-Signal für den Zeit-zu-Amplituden-Wandler TAC/SCA 567. Das Start-Signal für den TAC/SCA 567 wurde durch das TTL-Signal des Pulsgenerators HP 214B, wie im Impulsdiagramm Abb. 3-20 gezeigt, erzeugt. Wie in 3.2.4 generierte der TAC/SCA 567 einen analogen Ausgangspuls zwischen  $0-10V$  proportional zur gemessenen Zeit zwischen einem Start- und Stopppuls. Der Zeitnullpunkt der Flugzeit-Massenspektren war somit durch die Vorderflanke des TTL-Signals des Pulsgenerators HP 214B bestimmt. Die Flugzeiten der Ionen zwischen elektrischem Spiegel und MCP's entsprachen daher dem gemessenen Zeitintervall zwischen einem Start- und Stopppuls abzüglich der auch hier wieder auftretenden Zeitverzögerung des Spannungspulses an  $L_{Sp2}$  durch die dem HTS 31-GSM inhärente zeitliche Verzögerung  $\Delta\tau_{HTS}$ . Der analoge Ausgangspuls des TAC/SCA 567 wurde über ein BNC Kabel an den in einem PC integrierten MCB 916A-4K (EG&G ORTEC), mit einer maximalen Kanalanzahl von 4096 und Speicherkapazität von  $2^{23}-1$  (8 Millionen) Pulsen pro Kanal, angeschlossen (Abb. 8-6). Mit der MCA Emulations-Software Maestro<sup>TM</sup> for Windows (EG&G ORTEC) wurden die Daten der Flugzeitmassenspektren grafisch dargestellt und zur weiteren Analyse abgespeichert.



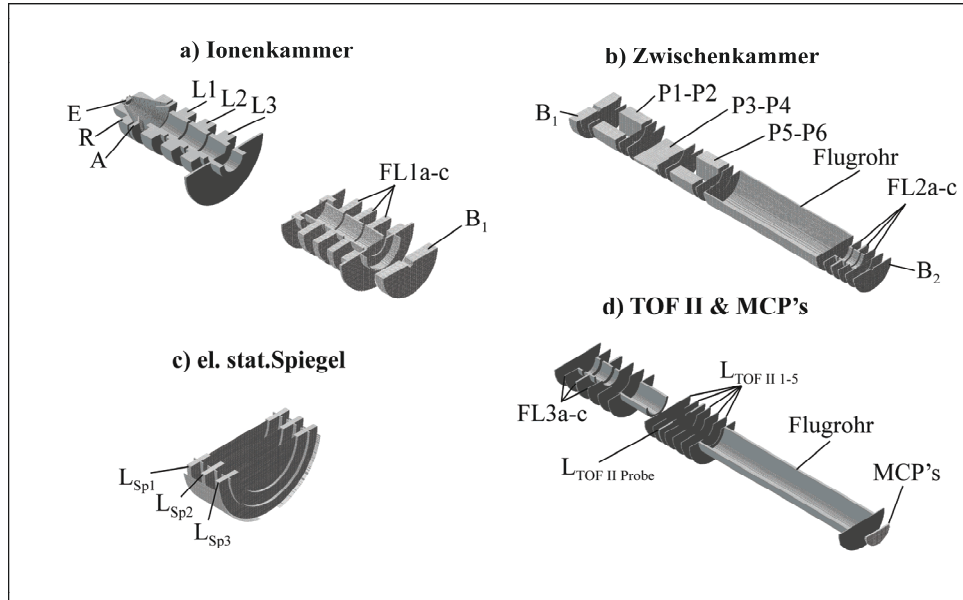


**Abb. 3-20** Impulsdigramme des Pulsengenerators HP 214B, welcher den Startpuls für den 567 TAC/SCA liefert, des Diskriminators Ortec 935, welcher den Stopppuls für den 567 TAC/SCA liefert und des Ausgangssignals des 567 TAC/SCA. Die Pulsbreiten sind nicht maßstäblich.

### 3.3 SIMION Simulationen

Alle Simulationsrechnungen hinsichtlich der Trajektorien von Ionen wurden mit dem Programm SIMION 7.0 der Firma Scientific Instrument Services, Inc. durchgeführt [106]. Die Simulationssoftware bietet die Möglichkeit ionenoptische Elemente, wie z. Bsp. elektrostatische Linsen, maßstabsgerecht darzustellen und mit beliebigen elektrischen Potentialen zu versehen. Die Berechnung der Potentialverläufe und elektrostatischen Felder der Ionenoptik erfolgt durch die Software. Die Ionenoptik kann vom Anwender wahlweise über einen Zeicheneditor oder durch Programmieren von so genannten Geometriedateien mit Hilfe softwarespezifischer Befehle erzeugt werden. Zur Reduzierung von Simulations- und Rechenzeiten stehen in beiden Fällen Symmetrieoperationen zur Verfügung. Die im Experiment zur Anwendung kommenden Ionenoptiken können so mit Hilfe von Simulationen zunächst getestet und optimiert werden. Die Simulation von Ionentrajektorien in zeitlich variablen elektrischen Feldern oder Potentialen gelingt mit SIMION durch die Programmierung zusätzlicher Anwenderprogramme (siehe Anhang Kap. 8.2). Bei diesen werden zu jedem Zeitintervall einer Simulation die Felder, Potentialverläufe und die daraus resultierenden Ionentrajektorien gemäß der vorgegebenen zeitlichen Variation der Potentiale neu berechnet. Im Rahmen der Simulation können die Anwenderprogramme zur Kontrolle und Ausgabe aller Parameter der Ionen wie Ort, Geschwindigkeit, Beschleunigung, kinetische Energie, Masse, Ladung, Flugzeit u. v. m. verwendet werden.

In den folgenden Unterkapiteln werden die in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen zur Ionenoptik, zu Ionentrajektorien und Parametern wie kinetischer Energie, Flugzeiten etc. der Ionen dargestellt und erläutert. Die nachfolgende Abbildung zeigt den apparativen Aufbau wie er in SIMION programmiert wurde und in den Simulationen zur Anwendung gelangte (Abb. 3-21).

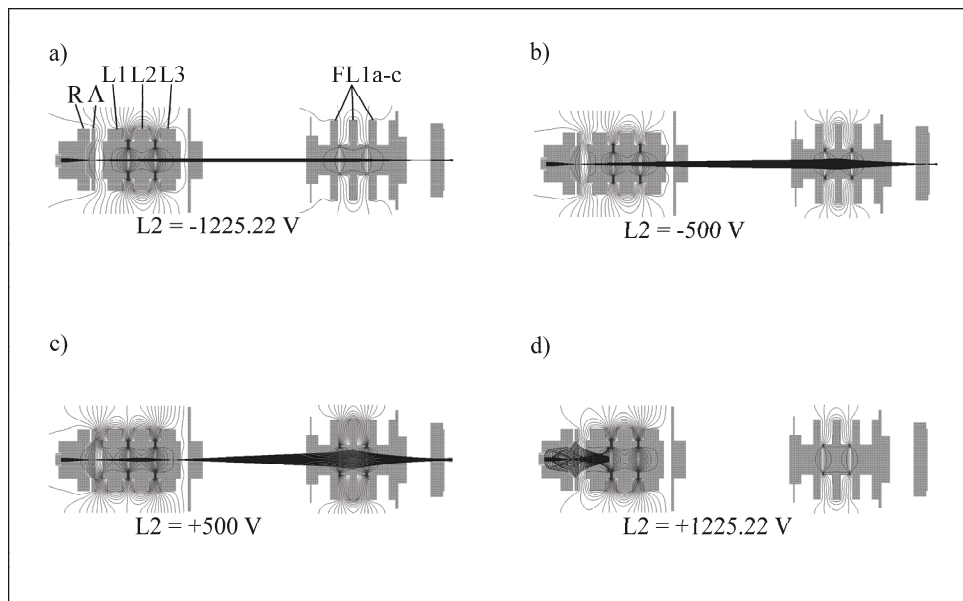


**Abb. 3-21** 3-D Darstellung mit einem Schnitt durch die yz-Ebene der mit SIMION programmierten Ionenoptiken für a) die Ionenkammer, b) die Zwischenkammer, c) den el. stat. bzw. el. Spiegel und d) das Flugzeit-Massenspektrometer II (TOF II) mit Detektor (MCP's).

### 3.3.1 Ionenquelle

Nachfolgend wird zunächst die mit SIMION simulierte Ionenoptik der Ionenquelle dargestellt. Die ionenoptischen Elemente der Ionenquelle und der Fokussierlinse 1 wurden zunächst mit Hilfe von zwei Geometriedateien programmiert (Kap. 8.2 I & II). Wie Abb. 3-21 a) zeigt, erfolgt dadurch eine 1:1 Abbildung des in 3.1.1 beschriebenen experimentellen Aufbaus der Ionenquelle. Die einzelnen ionenoptischen Elemente der simulierten Ionenquelle wie Emitter, Repeller, Abziehlinse, Linse1, Linse2 und Linse3 entsprechen dabei ihren experimentellen Äquivalenten (R, A, L1, L2, L3) aus 3.1.1. Zur Simulation von Ionentrajektorien werden zunächst die entsprechenden Anfangsbedingungen wie Masse, Startort, Startwinkel, anfängliche kinetische Energie etc. der Ionen und die Potentiale der ionenoptischen Elemente über die Benutzeroberfläche definiert. Anschließend können die Trajektorien für eine ebenfalls frei wählbare Anzahl von Ionen simuliert und dargestellt werden. In Abb. 3-22 a)-d) sind die simulierten Trajektorien beispielhaft für  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen mit einer kinetischen Energie von  $E_{kin}=500\text{eV}$  bei vier unterschiedlichen Potentialeinstellungen an L2 dargestellt. Abb. 3-22 a) zeigt

eine Simulation der Ionentrajektorien mit Spannungswerten an E, R, A, L1, L3 und FL1b, welche mit dem genetischen Algorithmus optimiert wurden. Die Definition der kinetischen Energie der Ionen erfolgt in der Simulation durch das Potential des Emitter bzw. des Repeller. Das Potential des Emitter und Repeller wird durch den experimentellen Wert der Spannung des Repeller  $U_{Rep}$  vorgegeben (siehe z. Bsp. Blockschaltbild Abb. 3-10). Die Temperatur des Emitters im Bereich von  $T_{Emitter} \approx 350-650^\circ C$  und die damit einhergehende zusätzliche kinetische Energie der Ionen kann durch einen additiven Term ( $E_{therm} \approx 53.5-79.5 meV$ ) über die Benutzeroberfläche berücksichtigt werden. Die simulierte emittierende Oberfläche des Emitters E entspricht der Emissionsfläche des experimentellen Aufbaus mit einem Durchmesser von  $\varnothing_{ak.Em.Fl.} = 3mm$ . Durch sukzessive Variation der Potentiale an A, L1, L2 und L3 können die optimalen Einstellungen für die jeweilige kinetische Energie der Ionen bestimmt werden und eine Optimierung hinsichtlich eines kollimierten Ionenstrahls erfolgen. In der Praxis erweist sich diese Vorgehensweise allerdings als sehr zeitaufwendig, weshalb zur Optimierung der experimentell verwendeten Potentiale zur Strahlführung und Strahlkollimation der unter 3.2.2 beschriebene Genetische Algorithmus zur Anwendung gelangte. Eine Kontrolle der so bestimmten Potentiale für die Ionenquelle kann durch die Simulation erfolgen.



**Abb. 3-22** SIMION Simulationen der Ionenkammer hinsichtlich einer Optimierung der Spannungen an den Linsen A, L1, L2, L3 und FL1b für maximalen Ionenstrom am Detektor von TOF II bei einer Repellerspannung von  $R=500V$  (d. h.  $E_{kin}=500eV$ ). In a) sind die simulierten Trajektorien für die mit dem genetischen Algorithmus (GA) optimierten Spannungen dargestellt (3.2.2). In b), c) und d) wurde jeweils die Spannung an L2 variiert.

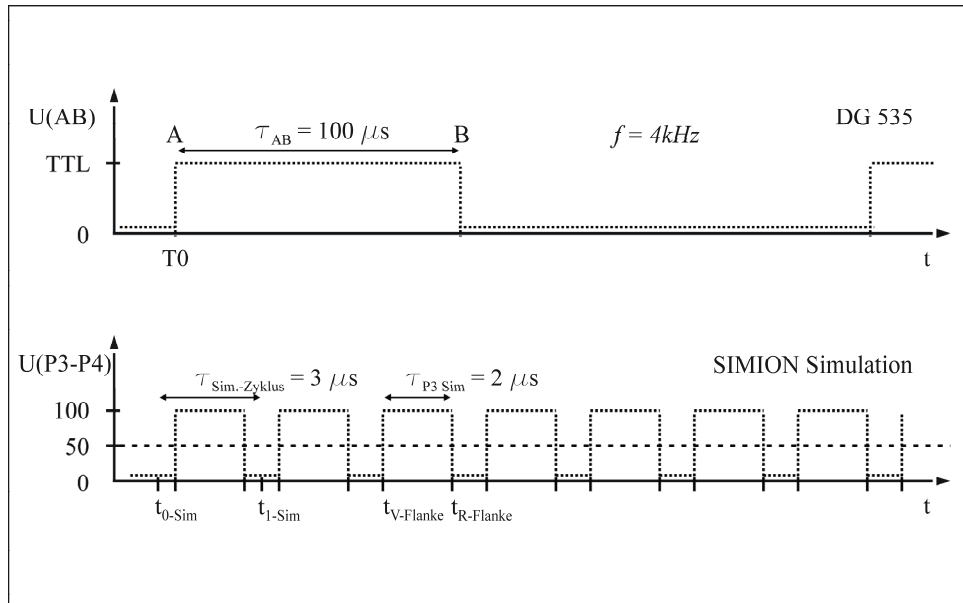
Wie die Simulation in Abb. 3-22 a) zeigt führt die Optimierung durch den genetischen Algorithmus zu einem gut kollimierten Ionenstrahl. Variationen des Potentials an der Linse L2 oder an den anderen Linsenelementen der Ionenoptik der Ionenquelle oder der Fokussierlinse 1 bewirken eine Verschlechterung der Ionenführung und Strahlkollimation.

### 3.3.2 Zwischenkammer & Simulation kurzer Ionenpulse

Wie in Unterkapitel 3.3.1 wird die Ionenoptik der Zwischenkammer aus 3.1.2 unter Verwendung einer hierfür programmierten Geometriedatei simuliert (Kap. 8.2 III und Abb. 3-21 b)). Auch in diesem Fall können wie in 3.3.1 unter den Bedingungen statischer elektrischer Felder die Potentiale der ionenoptischen Elemente (P1, P2, P3, P4, P5, P6, FL2a-c) durch die Benutzeroberfläche von SIMION festgelegt werden und eine Simulation der Ionentrajektorien erfolgen. Zur Erzeugung kurzer Ionenpulse wird, wie in 3.2.3 gezeigt, eine zeitlich variable Spannung und damit ein zeitlich variables elektrisches Feld bzw. Potential an die Ablenkplatte P3 angeschlossen. Die Simulation dieser zeitlich variablen Felder im Bereich des Ablenkplattensystems gelingt mit SIMION unter Verwendung zusätzlicher Anwenderprogramme (Kap. 8.2 IV, VI & VII). Hierbei wird bei jedem Zeitintervall, währenddessen ein Ion durch die simulierte Anordnung der ionenoptischen Elemente propagiert, der Feldverlauf innerhalb der Zwischenkammer gemäß der vorgegebenen zeitlichen Variation der Potentiale neu berechnet.

In der experimentellen Anordnung wird das Potential an P3 durch eine entsprechende Rechteckspannung  $U_{P3}(t)$  mit einer ansteigenden und abfallenden Spannungsflanke zeitlich variiert (siehe hierzu 3.1.2 und 3.2.3). Bei der Charakterisierung der durch das Ablenkplattenpaar P3-P4 erzeugten kurzen Ionenpulse, welche durch die Ablenkspannung  $U_{P3}(t)$  generiert werden, wird auf die Unterdrückung der Ionenpulse welche durch die Rückflanke erzeugt werden zunächst verzichtet (Kap. 4.4.1). Infolge dessen befinden sich P5 und P6 auf einer konstanten Spannung von  $U_{P5}=U_{P6}=0V$ . In den Simulationen wird daher ebenfalls auf eine zeitliche Variation des elektrischen Feldes im Bereich des Ablenkplattenpaares P5-P6 verzichtet. Dies ermöglicht es, das theoretisch vorhergesagte unterschiedliche Verhalten bezüglich der Flugzeiten und Pulsdispersion für die durch Vorder- und Rückflanke erzeugten kurzen Ionenpulse auf dem Wege der Simulation zu untersuchen (2.2.2). Der zeitliche Abstand von  $\tau_{P3}=100\mu s$  zwischen Vorderflanke und Rückflanke des Spannungspulses an P3, wie er im Experiment verwendet wird um eine zeitliche Trennung und Unterscheidbarkeit der detektierten Flugzeiten der durch Vorderflanke und Rückflanke erzeugten Ionenpulse zu ermöglichen, wird aus rechentechnischen Gründen in den Simulationsrechnungen reduziert. Aus diesem Grund erfolgt die Simulation mit Pulsbreiten von  $\tau_{P3Sim}=2\mu s$

zwischen Vorderflanke und Rückflanke und Zykluszeiten von  $\tau_{\text{Sim.-Zyklus}} = 3\mu\text{s}$  wie es das Impulsdigramm Abb. 3-23 zeigt. Dies reduziert die Simulationszeiten um einen Faktor 50, gewährleistet aber gleichzeitig, dass ein durch den Bereich des Ablenkplattenpaares P3-P4 propagierendes Ion ausschließlich durch das zeitlich variierende Feld von Vorder- oder Rückflanke beeinflusst wird (Abb. 3-13). In der Simulation wird für die Anstiegs- und Abfallzeit der Vorder- und Rückflanke des Spannungspulses an P3 jeweils  $\tau_{V\text{-Flanke}} = \tau_{R\text{-Flanke}} = 50\text{ns}$  verwendet<sup>21</sup>. Das Potential an P4 wird wie im Experiment im Falle der Pulserzeugung durch P3-P4 mit einem konstanten Wert von  $U_{P4} = U_{P3}/2$  versehen.



**Abb. 3-23** Vergleich des Impulsdigramms des Pulsengenerators DG 535 (Ausgang AB) und der mit SIMION simulierten zeitlichen Spannungsvariation am Ablenkplattenpaar P3-P4. Die Pulsbreiten sind nicht maßstäblich.

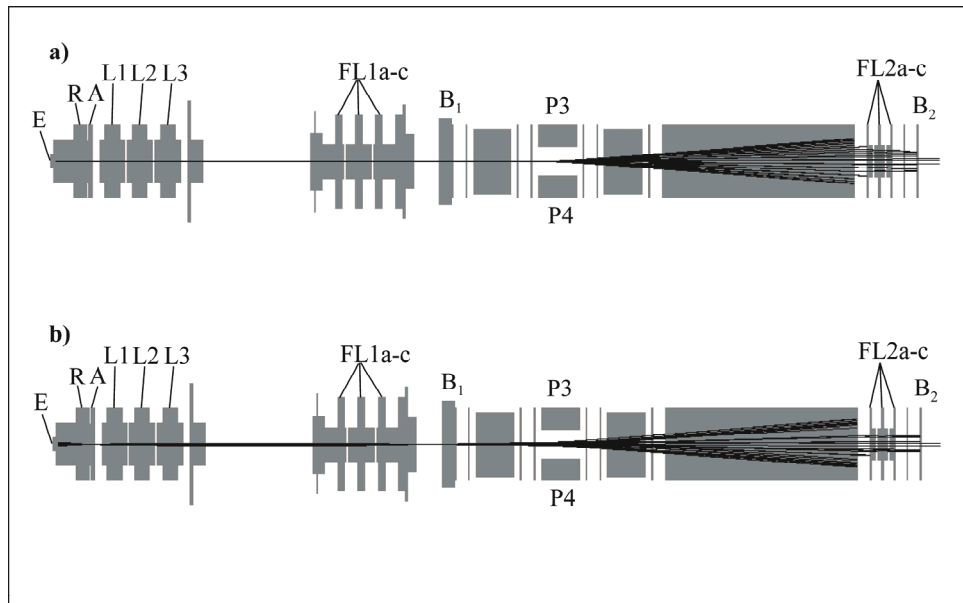
Die Simulation eines kontinuierlichen Ionenstrahls und dessen Verhalten im zeitlich variablen elektrischen Feld des Ablenkplattenpaares P3-P4, was letztlich zur Simulation eines kurzen Ionenpulses führt, gelingt unter Verwendung der Benutzeroberfläche von SIMION. Hierzu werden die Ionentrajektorien von  $N=3000$  Ionen einzeln nacheinander simuliert, welche sukzessive zu einem Zeitpunkt  $t_{0\text{-Sim}}$  starten. Für  $t_{0\text{-Sim}}$  gilt:

$$\begin{aligned} t_{0\text{-Sim}} &= (i-1) * \Delta t \\ \text{mit } i &= 1..N; \\ \text{und } \Delta t &= 1\text{ ns}; \end{aligned} \quad (3.2)$$

Die Gesamtheit dieser  $N$  Ionentrajektorien simuliert das Verhalten eines kontinuierlichen Ionenstrahls welcher sich auf der Strahlausbreitungsachse (y-Richtung)

<sup>21</sup>  $\tau_{P3\text{Sim}}$ ,  $\tau_{V\text{-Flanke}}$  und  $\tau_{R\text{-Flanke}}$  sind im Rahmen des Anwenderprogramms frei wählbare Parameter.

befindet und bei dem die zeitliche Variation des elektrischen Feldes am Plattenpaar P3-P4 einen Schaltzyklus bestehend aus Vorder- und Rückflanke umfasst. Dabei besitzt der kontinuierliche Ionenstrahl eine zeitliche Ausdehnung von  $\tau_{Sim-Zyklus}=3\mu s$  welche sich aus der Anzahl  $N$  und  $\Delta t$  ergibt. Die simulierten Trajektorien für  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen mit einer kinetischen Energie von  $E_{kin}=500\text{eV}$  sind für die Ionen  $N=100, 200, \dots, 3000$  in Abb. 3-24 a) dargestellt.



**Abb. 3-24** SIMION Simulationen der Ionenkammer und Zwischenkammer zur Erzeugung kurzer Ionenpulse. In a) wurde am Ort des Emitters E ein Zentralstrahl aus  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen mit  $E_{kin}=500\text{eV}$  simuliert. In b) wurde am Ort des Emitters E ein Ionenstrahl mit einem Emissionsdurchmesser  $\varnothing_{ak,Em,Fl}=3\text{mm}$ , einem Emissionswinkel von  $\gamma_{Sim-Em}=3^\circ$  und einer kinetischen Energie der  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen von  $E_{kin}=500\text{eV}$  simuliert (in a) und b) folgt der Spannungsverlauf des Ablenkplattenpaares P3-P4 dem Impulsdiagramm von  $U(\text{P3-P4})$  in Abb. 3-23 für einen Schaltzyklus des Plattenpaares).

Die reale Emission der Ionen aus dem Emittermaterial der Ionenquelle erfolgt über eine entsprechende Oberfläche mit einem Durchmesser von  $\varnothing_{ak,Em,Fl}=3\text{mm}$  (siehe 3.5.2). Dieses Emissionsverhalten kann in der Simulation mit einem entsprechenden Anwenderprogramm berücksichtigt werden (Kap. 8.2 IV). Hierbei kann, Benutzerdefiniert an der Emitteroberfläche der Ionenquelle, der Durchmesser der Emissionsfläche und der Emissionswinkel  $\gamma_{Sim-Em}$  der Ionen bezüglich der Strahlausbreitungsrichtung variiert werden. Unter Verwendung eines Zufallsgenerators erzeugt das Anwenderprogramm sukzessive, innerhalb der vorgegebenen Parametergrenzen für den Durchmesser und den Emissionswinkel, für alle  $N$  Ionen eines Schaltzyklus einen Zufallswert für die  $(x, z)$ -Koordinate des Startpunktes an der Emitteroberfläche und für

den Emissionswinkel  $\gamma_{Sim-Em}$ . In Abb. 3-24 b) sind die simulierten Ionentrajektorien für  $N=100, 200...3000$   $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen mit einer kinetischen Energie von  $E_{kin}=500\text{eV}$  eines Schaltzyklus dargestellt. Die Anzahl der zu simulierenden Schaltzyklen kann als freie Variable vom Anwender über das Programm definiert werden. Aus rechentechnischen Gründen wurde in dieser Arbeit eine Zyklenanzahl von 50 gewählt.

### 3.3.3 elektrostatischer Spiegel, TOF II und Detektor

Die ionenoptischen Elemente des elektrostatischen Spiegels ( $L_{Sp1}$ ,  $L_{Sp2}$ ,  $L_{Sp3}$ ) (Abb. 3-21 c)), des Flugzeit-Massenspektrometers II (FL3a-c,  $L_{TOF II 1}$ ,  $L_{TOF II 2}$ ,  $L_{TOF II Probe}$ ,  $L_{TOF II 3}$ ,  $L_{TOF II 4}$ ,  $L_{TOF II 5}$ , Flugrohr) und der Detektor (Abb. 3-21 d)) werden unter Verwendung der Benutzeroberfläche von SIMION, und dort zur Verfügung gestellter Symmetrieoperationen, programmiert und anschließend in die Simulation integriert. Die Potentiale der ionenoptischen Elemente können über die Benutzeroberfläche von SIMION variiert werden. Im Falle der hier durchgeführten Simulationen entsprechen diese den experimentellen Werten zur Erzeugung kurzer Ionenpulse im dynamischen Fall wie in Kapitel 3.2.4 gezeigt  $U(L_{Sp1})=U(L_{Sp2})=U(L_{Sp3})=0V$ ,  $U(FL3a-c)=U(L_{TOF II 1})=U(L_{TOF II 2})=U(L_{TOF II Probe})=0V$ ,  $U(L_{TOF II 3})=-1000V$  und  $U(L_{TOF II 4})=U(L_{TOF II 5})=U(\text{Flugrohr})=-2400V$ . Die simulierte Detektorelektrode  $D_{MCP-TOF II}$  erhält wie die erste MCP des Detektors ein Potential von  $U(D_{MCP-TOF II})=-1850V$ <sup>22</sup>. Die aus der Simulation hervorgehenden Parameter (Flugzeit, kinetische Energie, (x, y, z)-Koordinaten, etc.) der an der Detektorelektrode auftreffenden Ionen werden benutzerdefiniert (d. h. durch entsprechende Auswahl im Bereich der Benutzeroberfläche von SIMION) ausgelesen und in einer Datei zur weiteren Datenanalyse gespeichert. Zur Simulation von mehreren Schaltzyklen wie unter 3.3.2 beschrieben, wird zur Datenerfassung ein entsprechend programmiertes Anwenderprogramm verwendet (Kap. 8.2 VII).

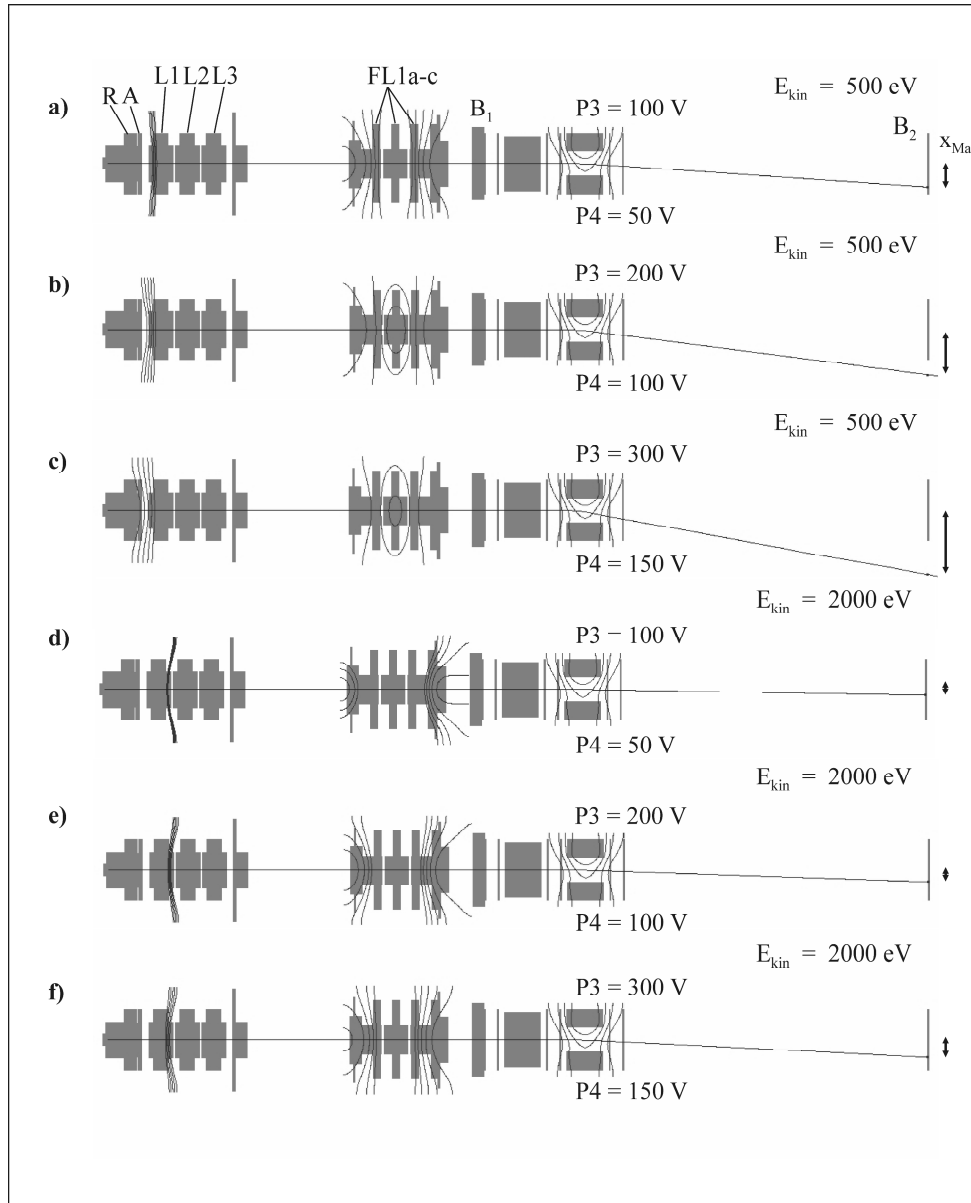
### 3.3.4 Simulationen: Ablenkweite $x_{Max}(U_{P3}, E_{kin})$ und $a_{eff}^{stat}$

Wie bereits in Unterkapitel 2.2.2 gezeigt wurde, ergeben sich für die Strahlablenkung an der Blende  $B_2$  auf Grund der Randfelder des Ablenkplattenpaares P3-P4 Abweichungen im Vergleich zu der theoretischen Auslenkung  $x(U)$  (siehe Gl. (2.27)) eines Ionenstrahls im idealen elektrostatischen Feld eines Ablenkplattenpaares. Diese führen zu einer maximalen Ablenkweite  $x_{Max}(U_{P3}, E_{kin})$  des Ionenstrahls in einem elektrostatischen Ablenkfeld, die analytisch und experimentell zunächst nicht zugänglich ist.

---

<sup>22</sup> Im Falle von Simulationen zum alten apparativen Aufbau und unter Verwendung eines kontinuierlichen Ionenstrahls wurde ein entsprechendes Detektorpotential von  $U(D_{MCP-TOF II})=-2000V$  sowie unter Verwendung eines gepulsten Ionenstrahls ein Potential von  $U(D_{MCP-TOF II})=-1900V$  simuliert. Die übrigen Potentiale wurden entsprechend angepasst.

Aus der maximalen Ablenkweite  $x_{Max}(U_{P3}, E_{kin})$  und (2.27) erhält man die effektive statische Plattenlänge  $a_{eff}^{stat}$  (2.53), welche Einfluss auf die gesamte Energieänderung  $\Delta E_{Ges}$  (2.52) der Ionenpulse und damit letztlich auf deren Flugzeiten besitzt. Daher wurde mit SIMION die maximale Ablenkweite  $x_{Max}(U_{P3}, E_{kin})$  mit der in Abb. 3-25 dargestellten Anordnung simuliert.



**Abb. 3-25** SIMION Simulationen der maximalen Ablenkweite  $x_{Max}(U_{P3}, E_{kin})$  an der Blende  $B_2$  eines Zentralstrahls aus  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen im elektrostatischen Feld des Ablenkplattenpaares P3-P4 für Plattenspannungen  $U_{P3}=100\text{V}$ ,  $=200\text{V}$ ,  $=300\text{V}$  und kinetische Energien  $E_{kin}=500\text{eV}$ ,  $=2000\text{eV}$  (a-f)).

Da die ionenoptischen Elemente des Plattenpaares P5-P6 und des Flugrohres der Zwischenkammer in diesem Zusammenhang ohne Auswirkung auf die zu simulierenden



Trajektorien der Ionen sind, wurde auf deren Implementierung bei der Simulation verzichtet. Wie in 3.3.3 werden die zur Simulation verwendeten ionenoptischen Elemente durch entsprechend programmierte Geometriedateien realisiert (Kap. 8.2 I, II, IV). In den folgenden Abbildungen Abb. 3-25 a)-f) sind beispielhaft simulierte Trajektorien für  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen bei Ablenkspannungen  $U_{P3}=100V, 200V, 300V$  und kinetische Energien von  $E_{kin}=500eV$  und  $E_{kin}=2000eV$  zu deren maximaler Auslenkung  $x_{Max}(U_{P3}, E_{kin})$  an der Blende  $B_2$  gezeigt.

Zur Simulation der in Abb. 2-14 abgebildeten Ablenkweite  $x(U)$  eines Zentralstrahls ( $x_B=0mm$ ) und von Randstrahlen ( $x_B=1.5mm; x_B=-1.5mm$ ) aus  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen in Abhängigkeit des Schaltzeitpunktes  $t_x$  und des in Abb. 2-18 dargestellten Energieverlaufs eines Zentralstrahls und von Randstrahlen innerhalb des Plattenpaares P3-P4 für den dynamischen Fall der Strahlauslenkung ( $a_{eff} < a$ ) kommen wie in 3.3.2 Anwenderprogramme zur Steuerung der Potentiale der ionenoptischen Elemente zum tragen (Kap. 8.2 V, VII, VIII).

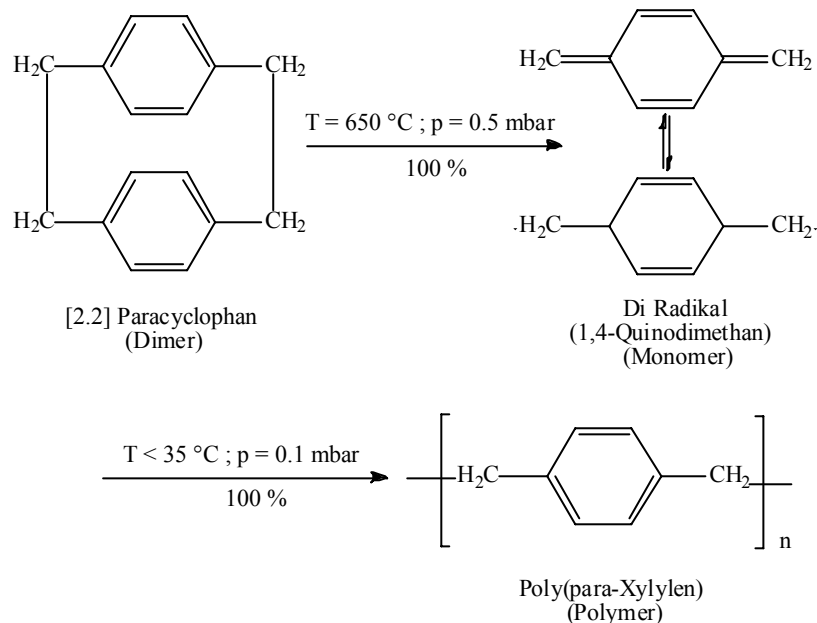
### 3.4 Präparation der PPX-Membranen

In diesem Kapitel wird zunächst auf das verwendete Verfahren zur Prozessierung von Membranen und dünnen Schichten aus Poly(para-Xylylen) (PPX, Parylen N<sup>®</sup>, Strukturname: poly-(1,4-Phenylenehtylen)) eingegangen. Anschließend wird die Präparation freistehender Membrane aus Poly (para-Xylylen) behandelt.

#### 3.4.1 CVD-Verfahren

Die Deposition von dünnen Polymer-Filmen bestehend aus Poly(para-Xylylen) (PPX, Parylen N<sup>®</sup>) auf Objektträgern aus Glas erfolgt durch CVD-Verfahren und folgt dabei dem so genannten Gorham-Prozess [10-13]. Die Schichtdicke des Polymerfilms wird dabei über die eingesetzte Menge des Precursors definiert (siehe auch 3.4.2). Die zu beschichtenden Substrate aus Glas werden dazu in die Depositionskammer einer CVD Apparatur der Firma SCS vom Typ Labcoater 2010 verbracht. Zwei der beschichteten Substrate werden dabei zur Schichtdickenbestimmung wie in 3.4.2 beschrieben verwandt. Während des Gorham-Prozesses erfolgt eine effiziente Deposition eines Parylene-Films auf dem Substrat durch die Pyrolyse von Di-Paracyclophan ([2.2]Paracyclophan) (Abb. 3-26). Dabei wird das Dimer in einem Aluminium-Schiffchen im Vaporisier-Ofen deponiert, wo dieses bei einer Temperatur von  $T=175^\circ\text{C}$  und einem Druck von  $p=1mbar$  vaporisiert und ins Vakuum verbracht wird. [2.2]Paracyclophan wird anschließend in einem Pyrolyse-Ofen bei  $650^\circ\text{C}$  und einem Druck von  $0.5mbar$  pyrolysiert. Dies bedeutet, es wird in diesem Prozess an den benzyllischen Stellen zum Monomer gespalten und es entsteht ein stabilisiertes Di-

Radikal (1,4-Quinodimethan). Danach kondensieren die Monomere in der Depositionskammer auf dem Substrat bei Temperaturen unter  $35^{\circ}\text{C}$  und Drücken von ca.  $0.1\text{ mbar}$  bei sich anschließender Polymerisierung zum hochmolekularen linearen Polymer. In einer mit flüssigem Stickstoff befüllten Kühlfalle kondensieren überschüssige Reaktionsprodukte und nicht pyrolysiertes Dimermaterial.



**Abb. 3-26** Schematische Darstellung der PPX Synthese unter Verwendung des CVD Prozesses nach Gorham [10-13].

Die Kinetik des Abscheidungsprozesses auf dem Substrat, der daran anschließende Polymerisationsprozess und die Filmwachstumsrate in Abhängigkeit von den Prozessparametern wie zum Beispiel Substrattemperatur, Fluss der reaktiven Spezies, Druck etc. sind Gegenstand zahlreicher Untersuchungen und theoretischer Modelle [137,193-197]. Der Prozess wird hierbei i. a. in folgende Schritte unterteilt:

- (1) Sublimation des Dimers (Sublimationsofen)
- (2) Spaltung in die Monomere (Pyrolyseofen)
- (3) Transport des Monomers in die Abscheidungskammer
- (4) Diffusion des Monomers von der Schicht über dem Substrat zum Substrat
- (5) Adsorption des Monomers auf dem Substrat (reversibel)
- (6) Oberflächen-Migration des Monomers
- (7) Chemische Reaktion (Propagation und Initiation)

Experimentell wurde eine mit steigender Temperatur abnehmende Abscheidungsrate von PPX gefunden [198]. J. B. Fortin und T. -M. Lu folgerten hieraus dass die Adsorption des Monomers für den Prozess geschwindigkeitsbestimmend ist. Die Initiation der Polymerisation findet unter Ausschluss einer separaten Spezies statt. Dies bedeutet, dass die Initiation der Reaktion demzufolge stattfindet, wenn  $n$  ( $n \geq 3$ ) Monomere  $M$  zusammentreffen und ein Di-radikal-Oligomer  $P^*$  gemäß der Gleichung



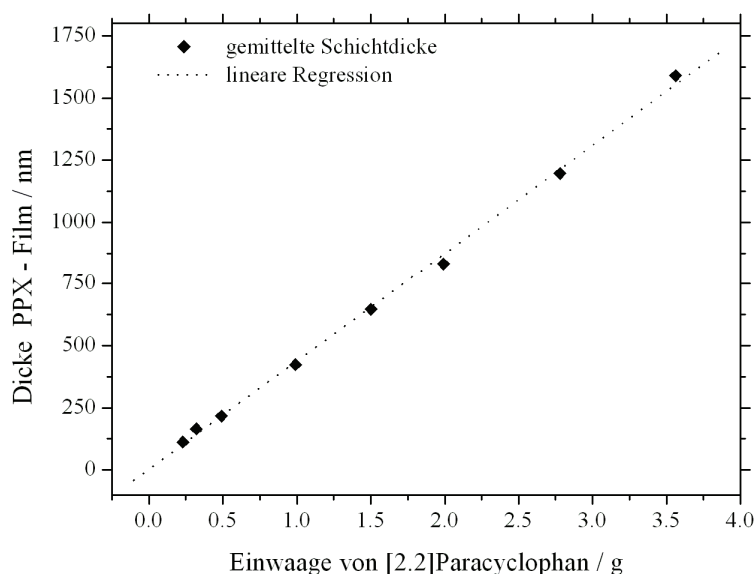
bilden. Das Polymer wird hierbei nach [14] kovalent an das Substrat gebunden. Nach der Initiation wächst die polymere Kette in Richtung der Flächennormalen des Substrates gemäß der Gleichung:



Da keine Abbruchreaktion auftritt geschieht dies bis alle Monomere verbraucht sind. Zur Beschreibung der Reaktionskinetik gehen J. B. Fortin und T. -M. Lu in ihrem Modell zunächst von einer Physisorption der Monomere an der Oberfläche mit einer sich anschließenden Chemisorptionsreaktion der Monomere mit den polymeren Kettenenden in einem entsprechenden Lenard-Jones-Potential aus [198].

### 3.4.2 Schichtdickenbestimmung

Die Bestimmung der Schichtdicken der präparierten dünnen PPX-Filme erfolgt mit einem Oberflächenprofilometer der Firma Veeco Sloan Technology (Typ Dektak<sup>3</sup>st). Dazu werden jeweils zwei beschichtete Objektträger einer Beschichtungscharge verwandt. Der auf den jeweiligen Objektträgern befindliche Polymerfilm wird mit einem Skalpell eingeritzt. Hierbei ist darauf zu achten, dass der Objektträger nicht angeritzt wird, was zu einer Verfälschung der Messdaten führen kann. Die Messspitze des Profilometers sitzt mit einer definierbaren Kraft auf der Probe auf und die Probe wird mit einem Verschiebetisch unter der Messspitze über eine definierbare Messstrecke hindurch bewegt. Ein Detektor registriert die Vertikalbewegung der Messspitze und damit das entsprechende Höhenprofil der Oberfläche mit einer spezifizierten Messgenauigkeit von  $\pm 6.25 \text{ nm}$ . Dieser Messvorgang wird an beiden Objektträgern mehrmals wiederholt und aus den Messwerten ein Mittelwert für die Schichtdicke des präparierten PPX-Films bestimmt. In der nachfolgenden Abb. 3-27 ist die so bestimmte mittlere Schichtdicke gegen die Menge des eingesetzten Dimers aufgetragen.



**Abb. 3-27** Messreihe zur Bestimmung der Schichtdicke in Abhängigkeit von der eingesetzten Precursor Menge an [2.2]Paracyclophan.

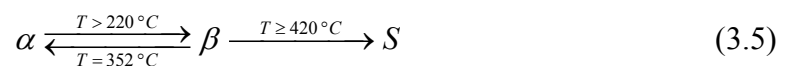
### 3.4.3 Präparation der Membranen auf dem Probenträger

Zur Präparation der abgeschiedenen PPX-Membranen auf den Probenträger, mittels dem sie zu Transmissionsexperimenten in die UHV-Apparatur verbracht werden können, werden diese zunächst mit einem Skalpell auf eine Größe von ca.  $1.5\text{cm} \times 1.5\text{cm}$  auf dem Objektträger zugeschnitten. Anschließend wird der beschichtete Objektträger in eine mit entionisiertem Wasser gefüllte Petrischale eingetaucht. Die an dem polymeren Film angreifende Auftriebskraft führt dazu, dass sich die Wassermoleküle sukzessive zwischen den PPX-Film und das Glassubstrat drängen und so die Adhäsion zwischen beiden aufheben. Der PPX-Film löst sich in Folge dessen vom Objektträger ab und schwimmt an der Wasseroberfläche von wo er auf den Probenträger, die in 3.1.3 beschriebenen Kupfer Lochblende mit einer  $10\text{mm}$  Apertur, aufgebracht werden kann. Die auf dem Probenträger aufgespannten PPX-Membranen werden anschließend getrocknet und mit einem Leitlack der Firma CRC Industries Europe vom Typ Graphit 33 fixiert. Durch dieses Verfahren können freistehende PPX-Membranen mit Schichtdicken im Bereich von  $d_{\text{PPX}} = 100\text{nm} - 3\mu\text{m}$  für anschließende Experimente im UHV präpariert werden [181].

### 3.4.4 Eigenschaften und Struktur von PPX

Das in dieser Arbeit zur Erzeugung dünner Schichten und Membranen verwendete Poly-para-Xylylen ist ein Produkt der Firma SCS (Specialty Coating Systems) und wird von dieser unter dem Produktnamen Parylen-N<sup>®</sup> vertrieben. PPX gehört zu den Thermoplasten die im Wesentlichen aus einem unverzweigten Netzwerk von Polymerketten bestehen und sich durch ihre thermische Verformbarkeit auszeichnen. PPX ist im Weiteren ein chemisch inertes, hydrophiles, optisch transparentes, polymeres Beschichtungsmaterial, welches sehr effizient durch CVD-Verfahren nach dem Gorham-Prozess [10-13] aus der Gasphase auch auf Oberflächen mit einer komplexen Topographie und Feinstruktur uniform abgeschieden werden kann. Beschichtungen mit PPX werden in der technischen Anwendung zum Schutz gegen anorganische und organische Substanzen, Säuren und Basen sowie generell als Schutzschicht vor Korrosion verwandt. Auf Grund ihrer geringen Permeabilität und Wasserdurchlässigkeit werden sie auch als Barriere- oder Sperrschicht gegen Gase und Dämpfe aufgebracht. Durch die elektrischen Eigenschaften von PPX mit einer hohen elektrischen Durchschlagfestigkeit und kleiner dielektrischer Konstante finden PPX-Beschichtungen ihre Anwendung auch im Bereich der Halbleiterelektronik und Automobiltechnik. Die optischen Eigenschaften mit einer geringen Absorption oberhalb von 280nm und im sichtbaren Wellenlängenbereich führen daher zu transparenten und durchsichtigen PPX-Filmen. PPX ist transparent für schwache Röntgenstrahlung und ist in Kombination mit seiner Eigenschaft als Gasbarriere ein interessantes Fenstermaterial für gasbefüllte Ionisationsdetektoren [199]. Da PPX im Vakuum stabil gegen hochenergetische ionisierende Strahlung ist, finden PPX-Beschichtungen auch in der Satelliten- und Raumfahrttechnik ihre Anwendung. Eine Auflistung der chemischen und physikalischen Eigenschaften von Parylen-N<sup>®</sup> sind in Tab. 3-1 aufgelistet.

Die aus der Gasphase abgeschiedenen PPX-Schichten weisen einen hohen Grad an Kristallinität auf. Es sind aus der Literatur zwei kristalline Modifikationen von PPX bekannt. Dabei wird die monokline Einheitszelle mit der Raumgruppe 1/mC<sup>2</sup> als  $\alpha$ -Modifikation und die hexagonale Einheitszelle mit der Raumgruppe P<sup>3</sup> als  $\beta$ -Modifikation bezeichnet [200-208]. Ein Übergang von der  $\alpha$ -Modifikation zur  $\beta$ -Modifikation wird bei einer Temperatur von 230°C beobachtet. Dieser Übergang ist irreversibel solange eine PPX-Probe nicht über einen längeren Zeitraum bei einer Temperatur von 352°C getempert und anschließend abgekühlt wird. Bei einer Temperatur von 420°C erreicht man den Schmelzpunkt mit anschließender Degradation des Polymers [202,203,209]. Eine reine  $\beta$ -Modifikation wird bei einer Temperung von PPX bei 280°C unter Stickstoff Atmosphäre beobachtet [210].



In der  $\alpha$ -Modifikation sind die Benzolringe in gleicher Richtung und parallel orientiert [200,210]. Die Ausrichtung erfolgt auf Grund des Polymerisationsprozesses vorzugsweise senkrecht zur Substratoberfläche wie in 3.4.1 bereits erwähnt. Simulationsrechnungen der Kristall Einheitszellen der  $\alpha$ - und  $\beta$ -Modifikation wurden von A. Greiner et al. durchgeführt und sind in [210] gezeigt.

**Tab. 3-1** Übersicht zu einigen elektrischen, physikalischen und chemischen Eigenschaften von Parylen-N® [211].

Eigenschaften	Parylen-N®
Elektrische Durchschlagfestigkeit / V mm <sup>-1</sup>	7000
Volumenwiderstand bei 23 °C / $\Omega$ cm	$1.4 \cdot 10^{17}$
Oberflächenwiderstand bei 23 °C / $\Omega$	$1.0 \cdot 10^{13}$
Relative Permittivität $\epsilon_r$	2.65
N <sub>2</sub> Permeabilität bei 25 °C / cc mm m <sup>-2</sup> tag <sup>-1</sup> atm <sup>-1</sup>	3.0
O <sub>2</sub> Permeabilität bei 25 °C / cc mm m <sup>-2</sup> tag <sup>-1</sup> atm <sup>-1</sup>	15.4
CO <sub>2</sub> Permeabilität bei 25 °C / cc mm m <sup>-2</sup> tag <sup>-1</sup> atm <sup>-1</sup>	84.3
H <sub>2</sub> Permeabilität bei 25 °C / cc mm m <sup>-2</sup> tag <sup>-1</sup> atm <sup>-1</sup>	212.6
Wasserdampf Transmissionsrate / g mm m <sup>-2</sup> tag <sup>-1</sup>	0.59
Schmelztemperatur °C	420

## 3.5 Ionenemitter

Das folgende Kapitel gibt einen kurzen Überblick hinsichtlich des Herstellungsprozesses des Emittermaterials und des mechanischen Aufbaus der für die Versuchsanordnung entwickelten Alkali-Ionenemitter. Die Herstellung des Emittermaterials erfolgte hierbei in enger Kooperation mit der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. B. Harbrecht.

### 3.5.1 Herstellungsprozess

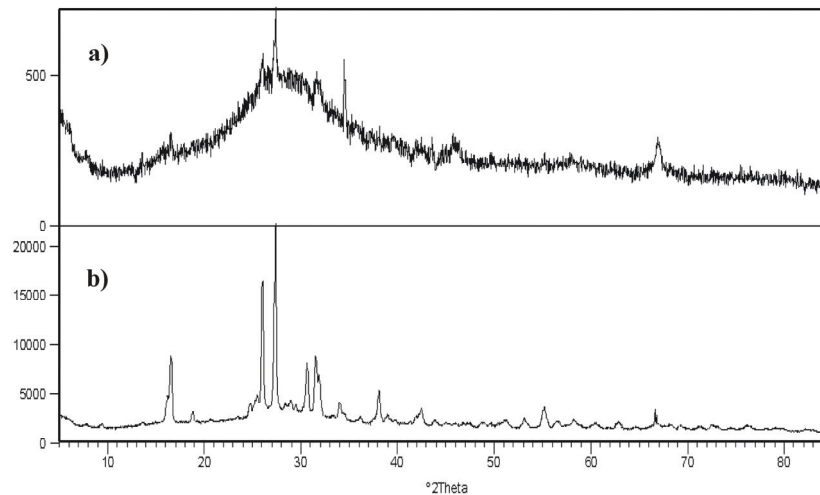
Als Grundmaterial zur Erzeugung des Emittermaterials dient synthetisches Leucit, welches wie in 2.1 gezeigt ein alkalireiches Alumosilikat mit einer Zusammensetzung  $X[\text{AlSi}_2\text{O}_6]$  darstellt. Hierbei sind neben der natürlich vorkommenden Kaliumverbindung auch die Homologen Verbindungen mit Rubidium und Cäsium auf synthetischem Wege zugänglich [85]. Die Herstellung des Leucits erfolgte in zwei separaten Temperschritten  $T_{\text{Emitter}}(1)$  und  $T_{\text{Emitter}}(2)$ . Hierzu wurden zunächst für die Generierung des Kaliumemittermaterials die verwendeten Edukte  $\text{K}_2\text{CO}_3$  (Merck, p.a.),  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (Fluka, chromatography grade) und  $\text{SiO}_2$  (Aldrich, fumed, 99.8%) im molaren Verhältnis 1:1:4, d. h. mit einem 10% Überschuss an  $\text{K}_2\text{CO}_3$ , mit einer Kugelmühle gemischt. Anschließend wurde das Material in einem Korundrohr eingebracht und verdichtet. Während des ersten Temperschrittes  $T_{\text{Emitter}}(1)$  wurde das Material für einen Zeitraum von drei Tagen bei einer Temperatur  $T_{\text{Emitter}}(1)=1000^\circ\text{C}$  zur Reaktion gebracht. Nach dem Abkühlen des Materials wurde ein PXRD<sup>23</sup> aufgenommen. Dieses zeigt in Abb. 3-28 a) ein weitgehend amorphes Material mit beginnender Kristallisation der Leucitstruktur. Das Material wurde anschließend erneut in einer Kugelmühle gemahlen. In einem zweiten Temperschritt  $T_{\text{Emitter}}(2)$  wurde die Probe sukzessive in Schritten von  $100^\circ\text{C/h}$  auf eine Temperatur  $T_{\text{Emitter}}(2)=1200^\circ\text{C}$  aufgeheizt und bei dieser Temperatur über einen Zeitraum von 12 Stunden getempert. Danach erfolgte erneut eine PXRD Aufnahme des Materials, welche in Abb. 3-28 b) dargestellt ist und die Ausbildung der Leucitstruktur in ihrer tetragonalen Tieftemperaturphase zeigt.

Zur Erzeugung eines entsprechenden Cäsiumemittermaterials wurden die Edukte  $\text{Cs}_2\text{CO}_3$  (Fluka, p.a. >99.0%)  $\text{Al}_2\text{O}_3$  und  $\text{SiO}_2$  im stöchiometrisch korrekten Verhältnis 1:1:4 in einer Kugelmühle gemischt. Die weitere Präparation erfolgte in gleicher Weise wie zuvor. Das cäsiumhaltige auch als Pollucit bezeichnete Mineral liegt im Gegensatz zur vorherigen Kaliumverbindung bei Raumtemperatur in der kubischen Hochtemperaturform vor. Ein Übergang zur tetragonalen Form erfolgt in einem Temperaturbereich von 248K bis 273K [212]. Bei der Kaliumverbindung findet eine entsprechende Umwandlung im Temperaturbereich von 800K bis 976K statt [213].

---

<sup>23</sup> Pulver-Röntgen-Diffraktogramm

Die Ausbildung von völlig reinen Leucit- und Pollucitphasen im generierten Emittmaterial wurde durch einen Rietveld-Profil Abgleich [214] an die PXRD Aufnahmen und durch Vergleich mit Literaturwerten der kristallographischen Gitterparameter abgesichert [212,215]. Die experimentell hierzu gefundenen Gitterparameter sind in sehr guter Übereinstimmung mit den Literaturwerten [216].



**Abb. 3-28** PXRD Aufnahmen des Kaliumemittermaterials nach Tempersschritt a) mit  $T_{\text{Emitter}(1)}=1000^{\circ}\text{C}$  und nach Tempersschritt b) mit  $T_{\text{Emitter}(2)}=1200^{\circ}\text{C}$ . Mit freundlicher Genehmigung C. Pietzonka, AG Prof. Dr. B. Harbrecht.

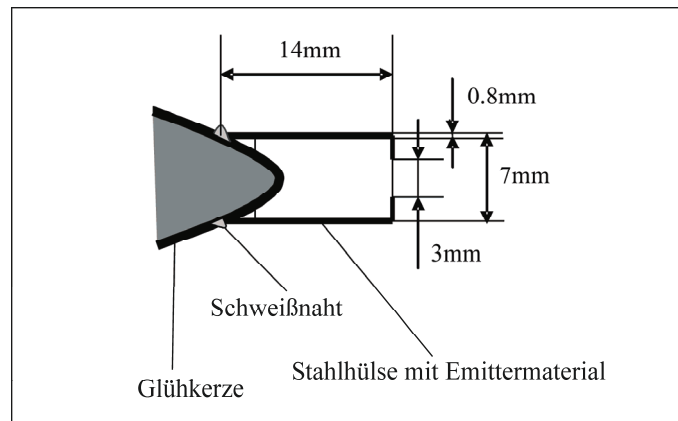
### 3.5.2 Aufbau der Emitter

Das wie in 3.5.1 hergestellte Emittmaterial wurde erneut gemahlen und anschließend zur besseren thermischen Kontaktierung, und Gewährung einer einheitlichen Temperaturverteilung innerhalb der Emitter während der Messphasen, mit Molybdänpulver in unterschiedlichen Massenverhältnissen (Leucit:Mo) im Bereich von 3:1 bis 1:4 gemischt. Dieses Gemisch wurde daraufhin in eine dünnwandige Edstahlhülse ( $\varnothing = 7\text{mm}$ , Wandstärke  $0.8\text{mm}$ , Länge  $14\text{mm}$ ) mit einer  $3\text{mm}$  großen Apertur am vorderen Ende eingefüllt und verdichtet. In einem anschließenden dritten Tempersschritt  $T_{\text{Emitter}(3)}$  wurde die gesamte Einheit im Vakuum bei einem Druck von  $p=2 \cdot 10^{-6}\text{mbar}$  und einer Temperatur von  $T_{\text{Emitter}(3)}=1200^{\circ}\text{C}$  für weitere 12 Stunden getempert. Ein Vergleich von PXRD-Aufnahmen des jeweiligen Komposites vor und nach dem Tempersschritt  $T_{\text{Emitter}(3)}$  zeigte keinen Hinweis auf eine Reaktion zwischen dem Molybdänpulver und den Alumosilikaten [216].

Zur indirekten Heizung des in der Hülse befindlichen Emittmaterials durch eine elektrische Widerstandsheizung wurde eine kommerziell erhältliche Glühkerze der Firma Beru (Typ 0 100 226 173 GN 857) verwandt. Da diese als komplette Einheit



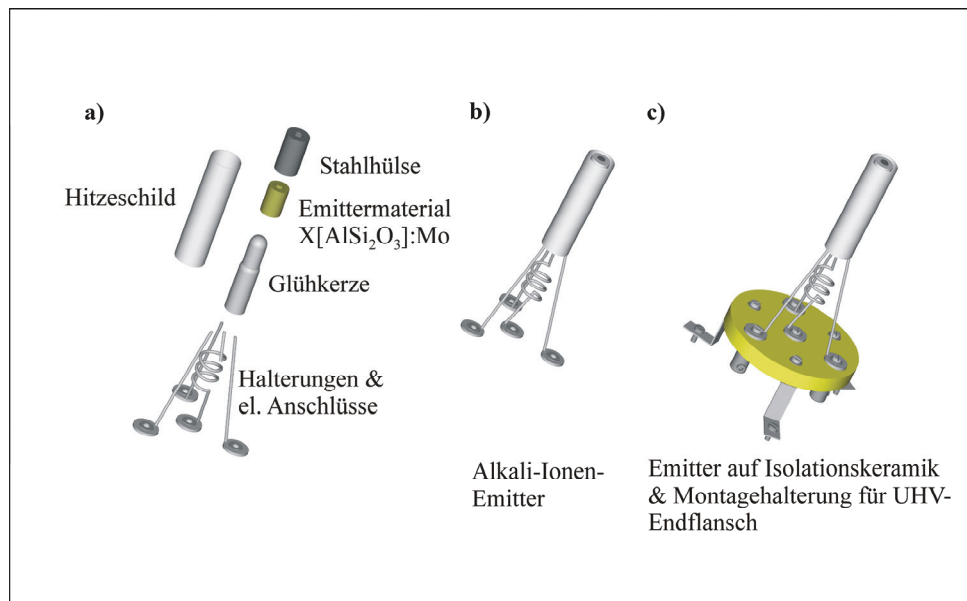
nicht für den Dauerbetrieb und eine Verwendung im UHV geeignet ist, wurde diese dahingehend modifiziert, dass lediglich deren Glührohr mit Heizwendel, Isolierfüllung und Regelwendel im Emitteraufbau verwendet wurde (siehe Abb. Abb. 3-30 a)). Auf die aus gut schweißbarem Inconel 601 Stahl bestehende äußere Hülse der Glühkerze, dem Glührohr, wurde obige Hülse mit dem Emittmaterial aufgeschweißt (Abb. 3-29). Um eine optimale Wärmeleitung zwischen Heizelement und Emittterhülse zu garantieren, wird eine geschlossene Schweißnaht zwischen beiden Teilen angebracht.



**Abb. 3-29** Skizze der auf die Glühkerze aufgeschweißten Stahlhülse mit Emittmaterial.

In einem nächsten Arbeitsschritt werden Halterungen, die gleichzeitig als elektrische Anschlüsse dienen, am unteren Ende des Glührohres angebracht. Die Halterungen müssen hierbei auch bei einer Betriebstemperatur im Bereich von ca.  $T_{\text{Emittter}}=300^{\circ}\text{C}-1200^{\circ}\text{C}$  ausreichend stabil sein, um den Emittter in der Vakuumapparatur in seiner Position zu halten. Eine zu massive Ausführung führt wiederum zu einer zu hohen Wärmeableitung in diesem Bereich. Zum Aufbau der Halterung wurden daher drei 1mm starke Edelstahldrähte (Typ 1.4571) seitlich am unteren Ende der Glühkerzenspitze angeschweißt. Ein weiterer Edelstahldracht wurde an den Heizleiter (Regelwendel) angeschweißt und zur elektrischen Isolation gegenüber dem Glührohr und den anderen drei Halterungen mit einer Keramikhülse versehen. An den unteren Enden der vier Halterungen wurden jeweils Unterlegscheiben (M3) an die „Drahtbeinchen“ angepunktet. In einem letzten Arbeitsschritt wurde ein „Hitzeschild“ um Glühkerze und Hülse herum angebracht. Dieser „Hitzeschild“ besteht aus einem sehr dünnwandigen Edelstahlrohr ( $\varnothing = 10\text{mm}$ , Wandstärke  $0,2\text{mm}$ , Länge  $40\text{mm}$ ), welches an die drei äußeren Halterungen durch Punktschweißen befestigt wird. An der Innenwand des Rohres wird die Wärmestrahlung reflektiert und auf das Ende der Hülse eingestrahlt, wodurch diese deutlich besser aufgeheizt werden kann. In dieser Bauform wird der Emittter in die Ionenoptik der Quelle integriert (Abb. 3-30 b)). Damit die Wärme des Emitters nicht auf die empfindlichen elektrischen Durchführungen der Vakuum-

apparatur abgeleitet werden kann und der Emitter gegenüber der Vakuumapparatur elektrisch isoliert ist, wird dieser, wie in der Abb. 3-30 c) gezeigt, mit den drei äußeren Halterungen auf eine 6mm dicke Keramikscheibe ( $\varnothing = 50\text{mm}$ ) der Firma Buntenkötter (Typ Alsint) montiert. Durch die mittlere Halterung wird der Heizleiter des Emitters elektrisch kontaktiert. Die weitere elektrische Kontaktierung erfolgt wie in 3.1.1 erläutert.



**Abb. 3-30** Skizze des neu konfigurierten Emittersaufbaus der Alkali-Ionen-Quelle.

## 4 Ergebnisse und Diskussion

Das folgende Kapitel ist in mehrere Unterkapitel unterteilt, welche die chronologische Entwicklung der Modifikationen der Apparatur und der Experimente wiedergeben. Zunächst wird in Unterkapitel 4.1 eine Charakterisierung der zur Anwendung gekommenen thermionischen Alkali-Ionen-Emitter vorgenommen. Diese erfolgt hierbei hinsichtlich des emittierten Ionenstroms als auch hinsichtlich der Massenverteilung der emittierten Ionen.

Im Anschluss werden in Unterkapitel 4.2 erste experimentelle Ergebnisse und Messungen zum Transport von Alkaliionen durch PPX-Membranen mit dem in 3.1.1, 3.2.7 und 3.2.8 vorgestellten apparativen Aufbau diskutiert und die daraus erfolgten Modifikationen der Apparatur erläutert.

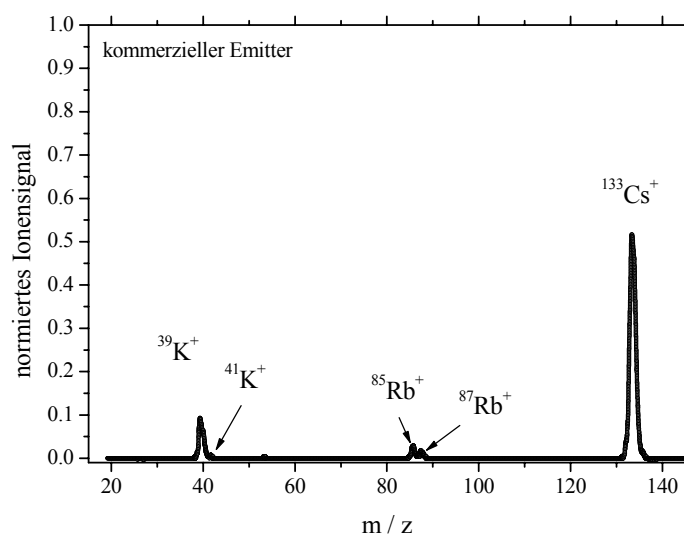
In Unterkapitel 4.3 und 4.4 werden die experimentellen Ergebnisse der Modifikationen des apparativen Aufbaus (siehe auch in 3.1.1, 3.1.2, 3.2.2 und 3.2.3) bezüglich der Strahloptimierung durch Anwendung eines genetischen Algorithmus und zur Erzeugung kurzer Ionenpulse vorgestellt. Die experimentellen Daten werden mit analytischen Rechnungen und mit den Ergebnissen, der mit Hilfe von SIMION durchgeführten Simulationen verglichen.

Im abschließenden Unterkapitel 4.5 werden erste Ergebnisse zur zeitaufgelösten Transmission von Alkaliionen durch PPX-Membranen vorgestellt. In diesem Zusammenhang interessiert zunächst das Verhalten für unterschiedliche Membrandicken, für verschiedene Massen und für variierte kinetische Energien, respektive variierte Stoßenergien, der Ionen. Abschließend erfolgt eine Diskussion der Messergebnisse hinsichtlich einer Modellvorstellung zum Transport der Ionen durch dünne PPX-Membranen.

### 4.1 Charakterisierung der Alkali-Ionen-Emitter

Die in den Experimenten zur Anwendung kommenden thermionischen Emitter wurden mit dem in 3.1.3 beschriebenen Quadrupol-Massen-Spektrometer hinsichtlich der von ihnen emittierten Massenanteile an Alkaliionen und deren Isotopenverhältnisse charakterisiert. Zur Bestimmung der von den unterschiedlichen Emittmaterialien emittierten Ionenströme beziehungsweise Ionenstromdichten wurde die im Unterkapitel 3.2.1 vorgestellte Versuchsanordnung verwandt. Ein auf das Gesamtionensignal normiertes Massenspektrum für den kommerziellen Emitter der Firma AMD Intectra GmbH ist in Abb. 4-1 dargestellt. Hieraus wird deutlich das dieser bei einem Heizstrom von  $I_{Heiz}=4.7A$  und einer Repellerspannung von  $U_{Rep}=30V$  neben einem Anteil von 84.39% an  $^{133}Cs^+$ -Ionen auch 11.43%  $K^+$ -Ionen und 4.18%  $Rb^+$ -Ionen emittiert. Die

Anteile der  $K^+$ -Ionen und  $Rb^+$ -Ionen können hierbei im Massenspektrum in ihre natürlich vorkommenden Isotope  $^{39}K^+$  (95.84%),  $^{41}K^+$  (4.16%),  $^{85}Rb^+$  (69.72%) und  $^{87}Rb^+$  (30.78%) aufgelöst werden. Die im Massenspektrum auftretenden Massenanteile sind in relativ guter Übereinstimmung mit der natürlichen Häufigkeit der Isotope von  $^{39}K^+$  (93.26%),  $^{41}K^+$  (6.73%),  $^{85}Rb^+$  (72.17%) und  $^{87}Rb^+$  (27.83%) [217].

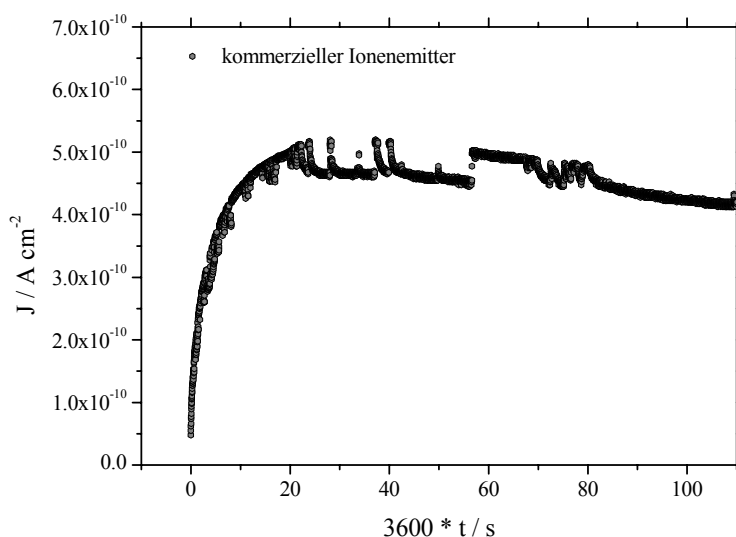


**Abb. 4-1** Quadrupol-Massenspektrum des kommerziellen thermionischen Alkaliemitters der Firma AMD Intectra GmbH.

Eine Messung der Ionenstromdichte des kommerziellen AMD Emitters über einen Zeitraum von mehr als 100 Stunden zeigt Abb. 4-2. Die Ionenstromdichte  $J$  ergibt sich hierbei aus der, wie in Abb. 3-9 gezeigten, Detektion des Ionenstroms am Kollektor und dem Durchmesser der aktiven Emitterfläche  $\varnothing_{AMD}=0.5cm$  des AMD Emitter gemäß:

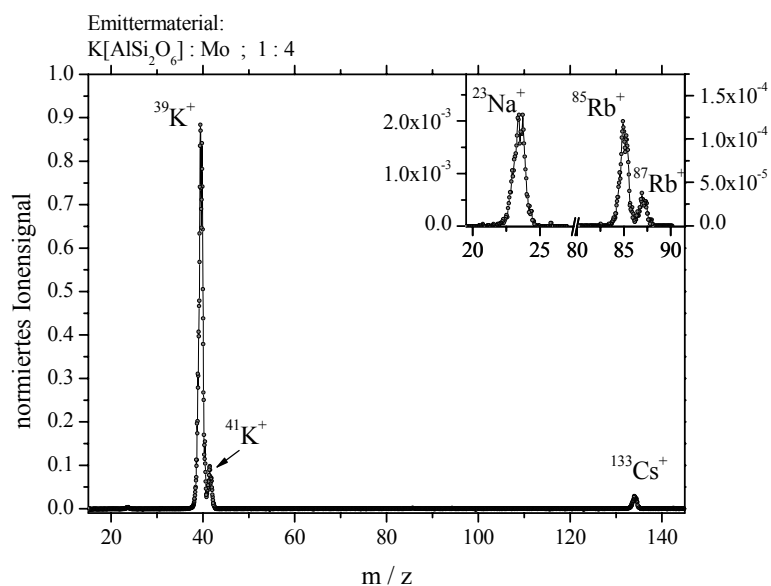
$$J = \frac{I_{AMD}}{\pi \left( \frac{\varnothing_{AMD}}{2} \right)^2} \quad (4.1)$$

Nach dem Einschalten des Heizstromes  $I_{Heiz}$  und der Repellerspannung  $U_{Rep}$  steigt die Ionenstromdichte über einen Zeitraum von 20 Stunden an, um dann über einen Zeitraum von über 80 Stunden hinweg von  $J \approx 4.5 \cdot 10^{-10} Acm^{-2}$  auf  $J \approx 4.25 \cdot 10^{-10} Acm^{-2}$  abzunehmen. Somit können die Ionenstromdichten des kommerziellen Emitters 20 Stunden nach dem Einschaltvorgang, im Hinblick auf die durchgeführten Experimente, als hinreichend konstant betrachtet werden. Dies gilt hinsichtlich der Messzeiten der ersten Experimente zur Transmission von Alkaliionen durch PPX-Membranen, wie sie im Unterkapitel 4.2 diskutiert werden, da diese stets geringer als 24 Stunden waren.

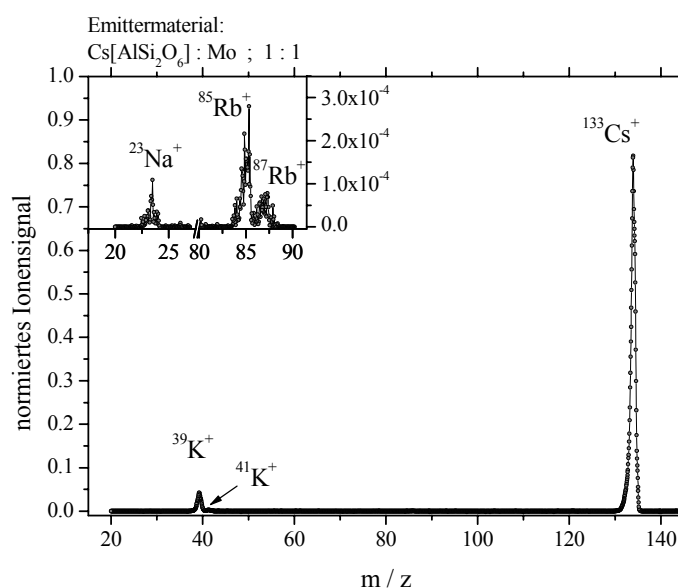


**Abb. 4-2** Langzeit-Stromdichtemessung des kommerziellen thermionischen Alkaliemitters der Firma AMD Intectra GmbH bei einem Heizstrom  $I_{\text{Heiz}}=4.7A$  und einer Repellerspannung  $U_{\text{Rep}}=30V$ .

Die neu konzipierten Alkaliionenemitter wurden in gleicher Weise wie der kommerzielle Emitter hinsichtlich ihrer Massenverhältnisse an emittierten Ionenspezies mit dem QMS untersucht. Abb. 4-3 zeigt ein Quadrupol-Massenspektrum des Emittermaterials  $K[AlSi_2O_6]:Mo$  mit einem Mischungsverhältnis des Leucit zu Molybdän von 1:4. Die Untersuchung wurde bei einem Heizstrom von  $I_{\text{Heiz}}=3.2A$  und einer Repellerspannung von  $U_{\text{Rep}}=30V$  durchgeführt. Diese Versuchsbedingungen zur Bestimmung der Massenverhältnisse waren für alle neu konzipierten Emitter identisch. Alle späteren Messungen zur Transmission von Alkaliionen durch PPX-Membranen wurden mit Heizströmen von  $I_{\text{Heiz}}=3.2A$  durchgeführt. Die eingefügte Grafik in Abb. 4-3 zeigt die Massenbereiche von  $m/z=20-27$  und  $m/z=80-92$  in denen die Massenanteile der  $^{23}Na^+$ ,  $^{85}Rb^+$ - und  $^{87}Rb^+$ -Ionen mit höherer Auflösung detektiert wurden. Ein weiteres Quadrupol-Massenspektrum für das Emittermaterial  $Cs[AlSi_2O_6]:Mo$  mit einem Mischungsverhältnis des Pollucit und Molybdän von 1:1 ist in Abb. 4-4 dargestellt. Die eingefügte Grafik zeigt wiederum die höher aufgelösten Massenbereiche von  $m/z=20-27$  und  $m/z=80-92$  in denen die Massenanteile der  $^{23}Na^+$ -,  $^{85}Rb^+$ - und  $^{87}Rb^+$ -Ionen detektiert wurden. Wie aus den beiden Massenspektren deutlich wird, konnten Ionenquellen konzipiert werden, bei denen im Wesentlichen nur eine einzige Ionenspezies emittiert wird.



**Abb. 4-3** Quadrupol-Massenspektrum des Emittiermaterials  $\text{K}[\text{AlSi}_2\text{O}_6] : \text{Mo}$  im Mischungsverhältnis 1:4 bei einem Heizstrom  $I_{\text{Heiz}} = 3.2\text{A}$  und einer Repellerspannung von  $U_{\text{Rep}} = 30\text{V}$ . Die eingefügte Grafik zeigt die Bereiche in denen  $^{23}\text{Na}^+$ -,  $^{85}\text{Rb}^+$ - und  $^{87}\text{Rb}^+$ -Ionen mit höherer Auflösung detektiert wurden.



**Abb. 4-4** Quadrupol-Massenspektrum des Emittiermaterials  $\text{Cs}[\text{AlSi}_2\text{O}_6] : \text{Mo}$  im Mischungsverhältnis 1:1 bei einem Heizstrom  $I_{\text{Heiz}} = 3.2\text{A}$  und einer Repellerspannung von  $U_{\text{Rep}} = 30\text{V}$ . Die eingefügte Grafik zeigt die Bereiche in denen  $^{23}\text{Na}^+$ -,  $^{85}\text{Rb}^+$ - und  $^{87}\text{Rb}^+$ -Ionen mit höherer Auflösung detektiert wurden.

In Tab. 4-1 ist ein Vergleich zwischen den jeweiligen Massenanteilen der zuvor aufgeführten Massenspektren und der zur Herstellung des Emitttermaterials verwandten Karbonate aufgelistet. Es wurden die kommerziell erhältlichen Karbonate  $K_2CO_3$  der Firma Merck (Best. Nr.: 12005) und  $Cs_2CO_3$  der Firma Fluka (Best. Nr.: 20959) zur Herstellung benutzt.

**Tab. 4-1** Übersicht der Massenanteile von Alkaliionen der Emitttermaterialien  $K[AlSi_2O_6]:Mo$  im Mischungsverhältnis 1:4,  $Cs[AlSi_2O_6]:Mo$  im Mischungsverhältnis 1:1 und der Massenanteile an Alkalimetallen der zur Herstellung des jeweiligen Emitttermaterials verwendeten Karbonate  $K_2CO_3$  und  $Cs_2CO_3$ .

Material	Spezies	Massenanteil	Datenquelle
$K[AlSi_2O_6]:Mo$ ; 1:4	$^{39}K^+$ & $^{41}K^+$	96.6078 %	diese Arbeit
	$^{23}Na^+$	0.1951 %	diese Arbeit
	$^{85}Rb^+$ & $^{87}Rb^+$	0.1430 %	diese Arbeit
	$^{133}Cs^+$	3.0540 %	diese Arbeit
$Cs[AlSi_2O_6]:Mo$ ; 1:1	$^{133}Cs^+$	95.540 %	diese Arbeit
	$^{23}Na^+$	$4.41 \cdot 10^{-5}$ %	diese Arbeit
	$^{39}K^+$ & $^{41}K^+$	4.4305 %	diese Arbeit
	$^{85}Rb^+$ & $^{87}Rb^+$	$2.508 \cdot 10^{-4}$ %	diese Arbeit
$K_2CO_3$	K	$\geq 99.5$ %	Angaben Fa. Merck
	Na	$\leq 0.005$ %	Angaben Fa. Merck
$Cs_2CO_3$	Cs	$\geq 99.0$ %	Angaben Fa. Fluka
	Na	$\leq 0.005$ %	Angaben Fa. Fluka
	K	$\leq 0.005$ %	Angaben Fa. Fluka

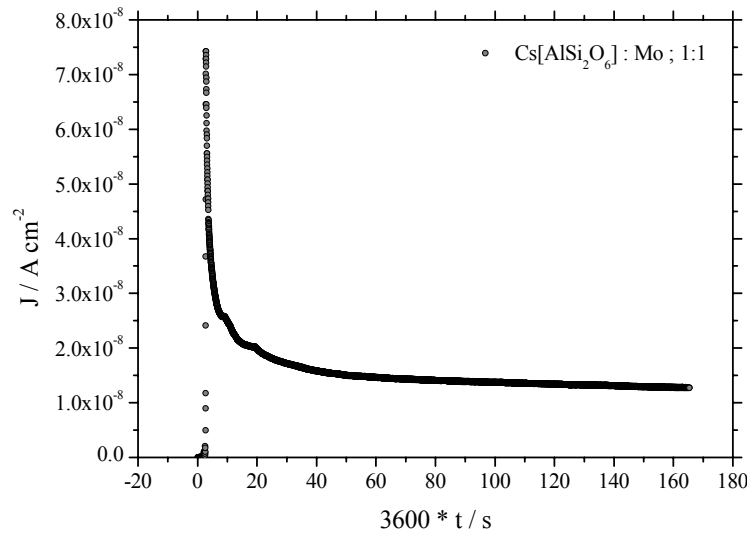
Die Massenanteile der emittierten  $^{23}Na^+$ -Ionen sind deutlich höher als die entsprechenden Anteile an Natrium im Kaliumkarbonat. Die emittierten Anteile an  $^{85}Rb^+$ -,  $^{87}Rb^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen des  $K[AlSi_2O_6]:Mo$  (1:4) Materials sind vom Hersteller des Kaliumkarbonates nicht als Verunreinigung angegeben. Für das Emitttermaterial aus

Cs[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo (1:1) zeigt sich ein gegenüber dem Anteil an Kaliumatomen im Cäsiumkarbonat erhöhter Anteil an emittierten K<sup>+</sup>-Ionen, wohingegen der Anteil an <sup>23</sup>Na<sup>+</sup>-Ionen gegenüber dem Massenanteil von Natrium im Karbonat vermindert ist. Die im Emittiermaterial enthaltenen Anteile an <sup>85</sup>Rb<sup>+</sup>- und <sup>87</sup>Rb<sup>+</sup>-Ionen sind im entsprechenden Karbonat nicht angegeben. Die in Tab. 4-1 von den Angaben der Hersteller abweichenden Massenanteile der Alkaliionen der Emittiermaterialien zu den jeweiligen Alkalispezies der Karbonate können auf unterschiedliche Ursachen zurückgeführt werden. Erfahrungsgemäß zeigt sich, dass die Angaben der Hersteller zu den Massenanteilen von den real im Ausgangsmaterial massenspektrometrisch vorzufindenden Massenanteilen abweichen können. Abweichungen der Massenanteile die mit Verunreinigungen des beim Herstellungsprozess verwendeten Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> oder SiO<sub>2</sub> zusammenhängen könnten, konnten an anderer Stelle durch entsprechende Untersuchungen ausgeschlossen werden<sup>24</sup>. Als weiteren Erklärungsansatz kann der hohe Anteil des Molybdäns im Emittiermaterial angesehen werden. Aus der Literatur ist bekannt, dass die Anteile an zugesetzten Metallen einen Einfluss auf die Austrittsenergie der jeweiligen Ionenspezies und damit auf deren im einzelnen emittierte Ionenstromdichte besitzen [55]. Im Weiteren konnte der Anteil der emittierten Neutralteilchen der einzelnen Ionenspezies in dieser Versuchsanordnung nicht detektiert werden, was einen direkten Vergleich der Massenanteile zwischen Karbonat und Emittiermaterial erschwert [57]. Eine weitere mögliche Ursache ist auf den Einfluss einer unterschiedlichen Ionenleitfähigkeit des Emittiermaterials für die einzelnen Ionenspezies zurückzuführen. Diese wirkt sich auf den Ionentransport im Emittiermaterial und damit auf die emittierte Ionenstromdichte aus [218]. Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten und zur Anwendung gelangten Emitter bzw. Emittiermaterialien wurden wie in Abb. 4-3 und Abb. 4-4 durch Quadrupol-Massenspektren charakterisiert und die daraus resultierenden prozentualen Massenanteile wie in Tab. 4-1 bestimmt. Die Ergebnisse hierzu sind im Anhang unter Kapitel 8.3 aufgelistet.

---

<sup>24</sup> Persönliche Mitteilungen durch Clemens Pietzonka, AG Prof. Dr. B. Harbrecht





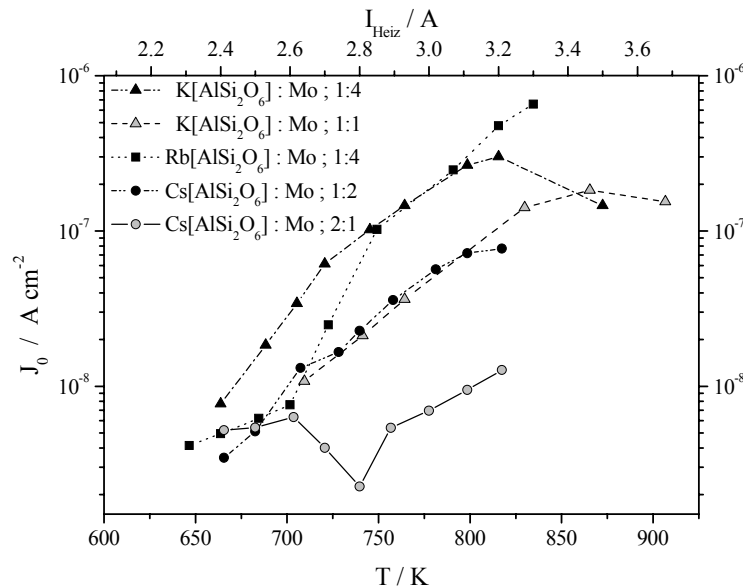
**Abb. 4-5** Langzeit-Stromdichtemessung des Emitttermaterials Cs[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo im Mischungsverhältnis 1:1 bei einem Heizstrom  $I_{Heiz}=3.2A$  und einer Repellerspannung von  $U_{Rep}=30V$ .

Ein Beispiel für das zeitliche Verhalten der emittierten Ionenstromdichten der neu konzipierten Emittter ist in Abb. 4-5 dargestellt. Dabei wurde die Ionenstromdichte wie im Fall des kommerziellen Emitters mit der Anordnung in Abb. 3-9 aufgezeichnet. Bei einer konstanten Repellerspannung von  $U_{Rep}=30V$  und einem Heizstrom von  $I_{Heiz}=3.2A$  wird nach dem Einschaltvorgang über einen Zeitraum von ca. 165 Stunden der in Abb. 4-5 gezeigte zeitliche Verlauf der Ionenstromdichte für das Emitttermaterial Cs[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo (Mischungsverhältnis 1:1) gemessen. Dieses zeitliche Verhalten der Ionenstromdichte ist für alle Emittter typisch. Es erfolgt zunächst eine punktuelle Aufheizung des Emitttermaterials und Emitters in deren Verlauf die Ionenemission innerhalb einer Dauer von ca. 2.5 Stunden einen maximalen Wert, hier speziell von  $J \approx 7.5 \cdot 10^{-8} Acm^{-2}$ , erreicht. Während einer anschließenden Phase von ca. 40 Stunden, in deren Verlauf der Emittter thermisches Gleichgewicht mit der Umgebung erreicht (Aufheizung der umgebenden Apparatürelemente) sinkt die Stromdichte  $J$  kontinuierlich ab. Nach dieser Ausgleichsphase erreichen die Emittter eine Phase in deren weiteren zeitlichen Verlauf die Stromdichte  $J$  nur noch geringfügig abfällt. Über eine Dauer von 120 Stunden nimmt die Stromdichte hierbei von  $J \approx 1.5 \cdot 10^{-8} Acm^{-2}$  auf  $J \approx 1.35 \cdot 10^{-8} Acm^{-2}$  in dem gezeigten Beispiel des Emitters aus Cs[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo (Mischungsverhältnis 1:1) ab. Die Ionenstromdichten der neu konzipierten Ionenemittter können daher nach ihrer Einschalt- oder Aufheizphase und Ausgleichsphase von ca. 40 Stunden, im Rahmen der weiteren Experimente zur Transmission von Alkaliionen durch PPX-Membranen, als hinreichend konstante Ionenquellen betrachtet werden.

Das Verhalten der Ionenstromdichte  $J_0$  thermionischer Emitter in Abhängigkeit von der Emittertemperatur wird durch das Richardson-Dushman Gesetz gemäß (4.2) beschrieben [37,38].

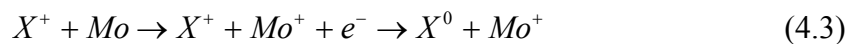
$$J_0 = AT^2 \exp\left(\frac{-\Phi}{k_B T}\right) \quad (4.2)$$

Hierbei ist  $A$  die Emissionskonstante des Materials,  $\Phi$  die ionische Austrittsarbeit und  $T$  die Emittertemperatur. Die Emittertemperatur war im experimentellen Aufbau, wie er in Abb. 3-9 gezeigt ist, nur indirekt über den Heizstrom  $I_{\text{Heiz}}$  des Emitters zugänglich. Zur Bestimmung der Emittertemperatur in Abhängigkeit vom Heizstrom  $I_{\text{Heiz}}$  wurden entsprechende Eichmessungen mit einem Thermoelement des Typs K und einem IR-Sensor der Firma Thermometrics, Typ ZTP-135SR, durchgeführt. Dieses erforderte eine Modifikation der Versuchsanordnung, welche im Anhang (8.3) zusammen mit den Eichmessungen aufgeführt ist. Die Bestimmung der Stromdichte  $J_0$  erfolgte durch Variation des Heizstromes  $I_{\text{Heiz}}$  bei einer konstanten Repellerspannung von  $U_{\text{Rep}}=30V$ . Hierbei ist zu beachten dass der zu bestimmende Messwert für die Stromdichte  $J_0$ , nach Veränderung des Heizstromes  $I_{\text{Heiz}}$ , erst nach der in Abb. 4-5 aufgezeigten Aufheiz- und Ausgleichsphase erreicht wird und durch den annähernd konstanten Bereich gekennzeichnet ist. Abb. 4-6 zeigt die experimentellen Ergebnisse der Stromdichte  $J_0$  in Abhängigkeit von der Emittertemperatur  $T$  bzw. vom Heizstrom  $I_{\text{Heiz}}$  für die Emitttermaterialien K[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo (1:4), K[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo (1:1), Rb[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo (1:4), Cs[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo (1:2) und Cs[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo (2:1).



**Abb. 4-6** Ionenstromdichte  $J_0$  in Abhängigkeit von der Emittertemperatur  $T$  respektive des Heizstromes  $I_{\text{Heiz}}$  für verschiedene Emitttermaterialien.

In einem Temperaturbereich von  $T \approx 640K-910K$  werden Ionenstromdichten von  $J_0 \approx 2.26 \cdot 10^{-9} Acm^{-2} - 6.55 \cdot 10^{-7} Acm^{-2}$  für die verschiedenen Emittiermaterialien beobachtet. Zur besseren grafischen Darstellung wurde  $J_0$  in einer logarithmischen Skalierung aufgetragen. Der von D. C. Palmer [81-85] beobachtete Übergang des Kalium-Leucites von der tetragonalen Phase zur kubischen Hochtemperaturphase im Bereich von  $T=943K-963K$  konnte für beide hier untersuchten Kalium Emittiermaterialien nicht beobachtet werden. Dies ist an dieser Stelle allerdings in erster Linie durch den apparativen Aufbau bedingt. Der entsprechende Temperaturbereich von  $T=900K-1000K$  war bis zum gegenwärtigen Zeitpunkt durch die eingesetzte Stromquelle nicht in hinreichender Form mit entsprechend hohen und fein justierbaren Heizströmen  $I_{Heiz}$  zugänglich. Eine entsprechende Modifikation des experimentellen Aufbaus soll den Temperaturbereich in dem der Phasenübergang des Kalium-Leucites  $K[AlSi_2O_6]$  erwartet wird zugänglich machen. Generell wird für die hier untersuchten Emittiermaterialien mit zunehmender Emittiertemperatur  $T$  ein Anstieg der Stromdichte  $J_0$  beobachtet. Bei einem höheren Gehalt an Molybdän im Emittier werden ebenfalls höhere Ionenstromdichten gemessen. Ein entsprechendes Verhalten wurde auch von K. K. Chow et al. bei Verwendung von Molybdän als Matrixmaterial beobachtet [55]. Oberhalb von  $T=800K$  erreichen die Stromdichten  $J_0$  der untersuchten Emittiermaterialien das typische temperaturlimitierte Verhalten der Glühemission einer Diode, welches konsistent mit Beobachtungen von R. K. Feeney et al. [56] für thermionische Ionenquellen aus Alumosilikaten ist. Für die hier untersuchten Emittiermaterialien  $K[AlSi_2O_6]:Mo$  (1:4) und  $K[AlSi_2O_6]:Mo$  (1:1) wird für das Emittiermaterial mit einem höheren Anteil an Molybdän der Bereich der limitierten Ionenstromdichte  $J_0$  bereits für niedrigere Temperaturen erreicht. Ein möglicher Einfluss von aus der Molybdänmatrix emittierten Elektronen kann in dem untersuchten Temperaturbereich ausgeschlossen werden. Eine entsprechende analytische Darstellung der Glühemission von Elektronen aus Molybdän, mit  $\Phi_{Mo}=4.2eV$  und  $A_{Mo}=55 Acm^{-2}K^{-2}$ , im Vergleich mit analytischen Berechnungen zur Emission der Kationen aus den untersuchten Emittiermaterialien, unter Verwendung der in Tab. 4-2 aufgelisteten Werte für  $\Phi$  und  $A$ , nach dem Richardson-Dushman Gesetz aus (4.2) ist im Anhang (Abb. 8-18 und Abb. 8-19) dargestellt. Die aus dem Molybdän emittierten Elektronen  $e^-$  könnten gemäß (4.3) mit den Alkaliionen der Emittier zu neutralen Alkaliatomen reagieren, welche in Folge für die Detektion der Ionenstromdichte verloren wären.



Ein solches Verhalten würde direkt mit dem Gehalt an Molybdän im Emittiermaterial korrelieren. Wie die analytischen Berechnungen zeigen werden Elektronen aus dem Molybdän für Temperaturen  $T > 1200K$  emittiert. Die untersuchten Emittiermaterialien emittieren ihre Kationen in einem Temperaturbereich von  $T=600K$  bis  $T=900K$ . Somit

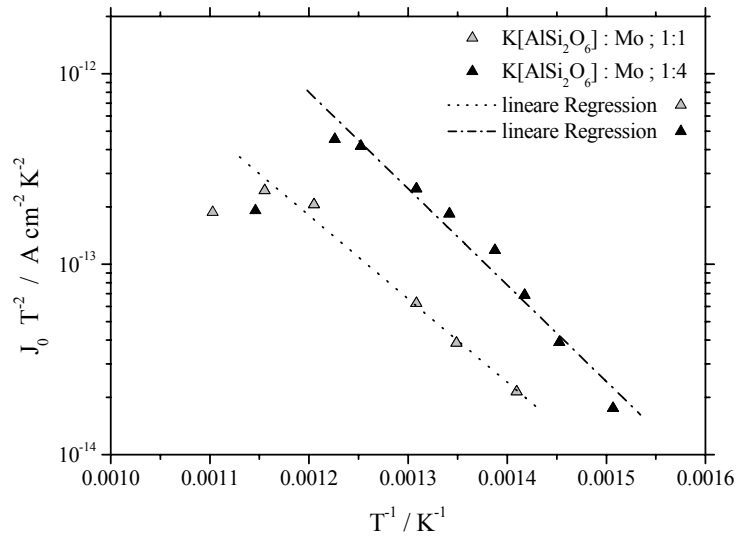
kann eine Neutralisationsreaktion nach (4.3) ausgeschlossen werden. Das Verhalten des Cs[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo Emitters mit dem Mischungsverhältnis (2:1) im Bereich von  $T \leq 750K$  kann im Kontext des Richardson-Dushman Gesetzes (4.2) nicht erklärt werden. Das Verhalten scheint an dieser Stelle auf eine thermische Instabilität des Emitters während des Messvorgangs zurückzuführen zu sein.

Durch Umformung des Richardson-Dushman Gesetzes in die Form (4.4) wird eine Geradengleichung erhalten in deren Steigung die Austrittsarbeit  $\Phi$  der Ionen aus dem Emitttermaterial und im Achsenabschnitt die Emissionskonstante des Materials enthalten sind.

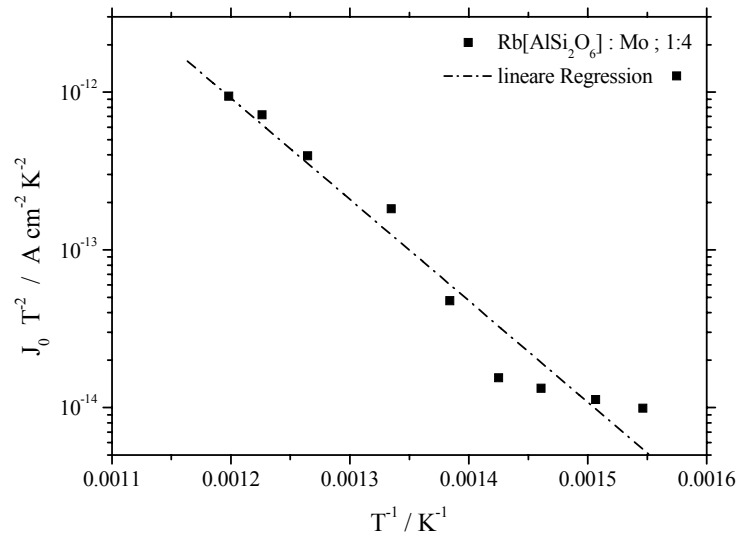
$$\ln\left(\frac{J_0}{T^2}\right) = \ln(A) - \frac{\Phi}{k_B T} \quad (4.4)$$

Abb. 4-7, Abb. 4-8 und Abb. 4-9 zeigen die Emitttermaterialien K[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo (1:4), K[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo (1:1), Rb[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo (1:4), Cs[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo (1:2) und Cs[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo (2:1) in einer Auftragung von  $J_0/T^2$  mit logarithmischer Skalierung gegen  $1/T$ . Zur Bestimmung der jeweiligen Steigung und des Achsenabschnittes nach (4.4) wurden die Messergebnisse durch lineare Regression angenähert. Hierbei wurden bei den Werten der beiden kaliumhaltigen Emitttermaterialien der Abb. 4-7 die Messwerte für Temperaturen oberhalb von  $T=865.5K$  aus den oben bereits erwähnten Betrachtungen nicht in der Näherung berücksichtigt. Ebenso wurden die Messwerte unterhalb von  $T=720K$  des in Abb. 4-9 dargestellten Cs[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo (2:1) Emitttermaterials nicht für dessen lineare Ausgleichsgerade verwandt. Die hieraus erhaltenen experimentellen Werte für die Austrittsarbeit  $\Phi$ , der Ionen, und die emitterspezifischen Emissionskonstanten  $A$  der untersuchten Emitttermaterialien sind in Tab. 4-2 aufgelistet und zum Vergleich mit Werten aus der Literatur diesen gegenübergestellt.

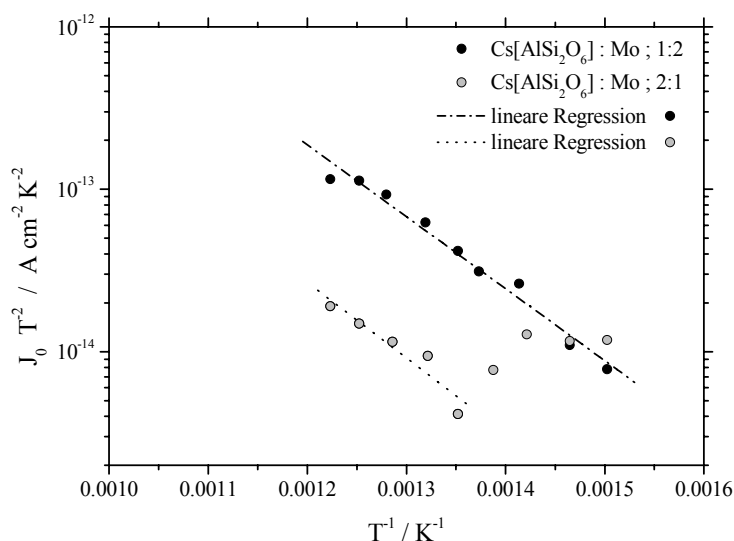
Wie die Abb. 4-7 und Abb. 4-9 zeigen, werden für einen niedrigeren Massenanteil an K[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>] oder Cs[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>] am Leucit- bzw. Pollucit-Molybdängemisch des Emitttermaterials höhere Ionenstromdichten  $J_0$  beobachtet. Dies korreliert mit den in Tab. 4-2 aufgeführten Werten der Emissionskonstante  $A$  von K[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo und Cs[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo, welche für niedrigere Massenanteile an Leucit und Pollucit am Gemisch höhere Werte annimmt.



**Abb. 4-7** Stromdichte  $J_0/T^2$  logarithmisch skaliert und aufgetragen gegen die inverse Temperatur  $1/T$  für  $\text{K[AlSi}_2\text{O}_6\text{]:Mo}$  (1:4) und  $\text{K[AlSi}_2\text{O}_6\text{]:Mo}$  (1:1) [216].



**Abb. 4-8** Stromdichte  $J_0/T^2$  logarithmisch skaliert und aufgetragen gegen die inverse Temperatur  $1/T$  für  $\text{Rb[AlSi}_2\text{O}_6\text{]:Mo}$  (1:4).



**Abb. 4-9** Stromdichte  $J_0/T^2$  logarithmisch skaliert und aufgetragen gegen die inverse Temperatur  $1/T$  für  $\text{Cs[AlSi}_2\text{O}_6\text{]:Mo}$  (1:2) und  $\text{Cs[AlSi}_2\text{O}_6\text{]:Mo}$  (2:1) [216].

Im Gegensatz hierzu zeigen die Werte der Ionenaustrittsarbeit  $\Phi$  ein gegenläufiges Verhalten. Im Fall des  $\text{K[AlSi}_2\text{O}_6\text{]:Mo}$  Gemisches ist diese für einen geringeren Anteil an Leucit (1:4 Gemisch) größer als bei höherem Anteil an Leucit (1:1 Gemisch). Im Falle des  $\text{Cs[AlSi}_2\text{O}_6\text{]:Mo}$  Gemisches ist  $\Phi$  für einen geringeren Anteil an Pollucit (1:2 Gemisch) kleiner als bei höherem Anteil an Pollucit (2:1 Gemisch). Dies impliziert dass die Emissionskonstante  $A$ , mit der das Emissionsverhalten der Oberflächestruktur des Emitters verknüpft ist, einen größeren Einfluss auf die Ionenstromdichte besitzt als die ionische Austrittsarbeit  $\Phi$  des Emitttermaterials [70-72,219]. Die Werte der hier bestimmten Emissionskonstanten sind im Vergleich zu den von A. N. Pargellis und M. Seidl bestimmten Werte für  $A$  um 3 bis 7 Größenordnungen geringer, was aber durch die in deren Arbeit um bis zu 7 Größenordnungen größere Ionenstromdichten  $J_0$  erklärt werden kann [57]. Die experimentell in dieser Arbeit bestimmten Austrittsarbeiten der Ionen  $\Phi$  sind in guter Übereinstimmung mit den aus der Literatur zugänglichen Daten anderer vergleichbarer Experimente bezüglich der thermionischen Emission von Kationen aus Alumosilikat. Die Einbindung der Alumosilikate in eine Metallmatrix aus Molybdän bewirkt, im Vergleich mit den Literaturdaten, bei allen hier untersuchten Emitttermaterialien eine Verminderung der Austrittsarbeit  $\Phi$  gegenüber dem reinen Alumosilikat. In Übereinstimmung mit den hier ermittelten Werten von  $\Phi$  zeigen die Daten von K. K. Chow dass, für Massenanteile  $\geq 10\%$  der dort verwendeten Alumosilikate, die Werte der Austrittsarbeiten in einer Metallmatrix ebenfalls gegenüber der Austrittsarbeit der reinen Alumosilikate abgesenkt werden [55].

**Tab. 4-2** Austrittsarbeit  $\Phi$  und Emissionskonstante  $A$  verschiedener Alkali-Alumosilikat-Emitter [216].

Ion	Emitter	$\Phi$ / eV	$A$ / $\text{A cm}^{-2} \text{K}^2$	Referenz
$\text{Li}^+$	$\beta$ -Eukryptit, $\beta$ -Spodumen	2.9	-	[220]
	$\beta$ -Eukryptit	2.0	-	[58]
	Li-Zeolith A	3.2	-	[221]
	4 % synthetisches $\beta$ -Spodumen in Mo-Matrix	3.26	-	[55]
	15 % synthetisches $\beta$ -Spodumen in Mo-Matrix	1.07	-	[55]
$\text{Na}^+$	Na-Mordenit	2.2	0.47	[57]
	Na-Zeolith Y	2.51	5.41	[57]
	Na-Zeolith A	2.8	-	[221]
	5 % Na-Alumosilikat in Ni-Matrix	3.41	-	[55]
	10 % Na-Alumosilikat in Ni-Matrix	1.38	-	[55]
$\text{K}^+$	10 % K-Alumosilikat in Ni-Matrix	1.69	-	[55]
	K-Mordenit	2.1	0.271	[57]
	K-Zeolith A	1.8	-	[221]
	$\text{K}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$ (1:4)	1.00	$9.53 \cdot 10^{-7}$	diese Arbeit
	$\text{K}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$ (1:1)	0.87	$3.25 \cdot 10^{-8}$	diese Arbeit
$\text{Rb}^+$	Rb-Mordenit	1.84	$2.8 \cdot 10^{-2}$	[57]
	$\text{Rb}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$ (1:4)	1.27	$4.696 \cdot 10^{-5}$	diese Arbeit
$\text{Cs}^+$	Cs-Mordenit	1.49	$3.1 \cdot 10^{-3}$	[57]
	Cs-Zeolith A	1.3	-	[221]
	$\text{Cs}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$ (1:2)	0.88	$3.85 \cdot 10^{-8}$	diese Arbeit
	$\text{Cs}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$ (2:1)	0.92	$1.028 \cdot 10^{-8}$	diese Arbeit

Das temperaturabhängige Verhalten der emittierten Ionenstromdichte  $J_0$  wurde bisher mit der Richardson-Dushman Gleichung der Form aus (4.2) beschrieben.

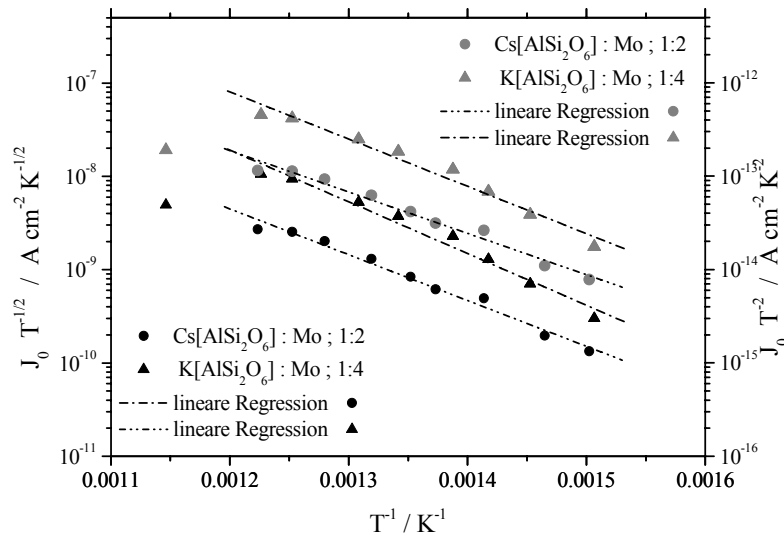
$$J_0 = AT^2 \exp\left(\frac{-\Phi}{k_B T}\right) \quad (4.5)$$

Diese Gleichung beschreibt in ihrer originalen Form die thermische Emission von Elektronen aus einem Festkörper und damit auch das Emissionsverhalten der Ionenstromdichte  $J_0$  unter der Annahme einer Verteilungsfunktion der Ionen im Emittor welche einer Fermi-Verteilungsfunktion entspricht. Eine alternative Beschreibung der Temperaturabhängigkeit der Ionenstromdichte  $J_0$  kann unter der Annahme einer Maxwell-Boltzmann Verteilung der Ionen im Emittor hergeleitet werden. Diese findet sich in der Literatur in der Form [218]:

$$J_0 = A\sqrt{T} \exp\left(\frac{-\Phi}{k_B T}\right) \quad (4.6)$$

Abb. 4-10 zeigt einen Vergleich der in dieser Arbeit beobachtete Temperaturabhängigkeit der Ionenstromdichte  $J_0$  der Emittormaterialien  $\text{K}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$  (1:4) und  $\text{Cs}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$  (1:2) zwischen einer Maxwell-Boltzmann Verteilung der Ionen im Emittor und einer Fermi Verteilung der Ionen im Emittor. Eine separate Auftragung der Temperaturabhängigkeit von  $J_0$  der Emittormaterialien  $\text{K}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$  (1:4) und  $\text{Cs}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$  (1:2) gemäß (4.6) ist in Abb. 8-14 im Anhang dargestellt. Aus der Abb. 4-10 wird deutlich dass die Steigung der an die Messwerte angenäherten Geraden der jeweiligen temperaturabhängigen Auftragung für beide Emittor nahezu identisch ist. Daher ist es nicht möglich eine eindeutige Aussage hinsichtlich der Energieverteilung der Ionen im Emittormaterial allein aus der Betrachtung der Temperaturabhängigkeit der Ionenstromdichte zu treffen. Dieses Ergebnis ist konsistent mit Beobachtungen zur Emission von  $\text{Na}^+$ - und  $\text{K}^+$ -Ionen aus Zeolith 4A durch T. Ichikawa et al. [218].





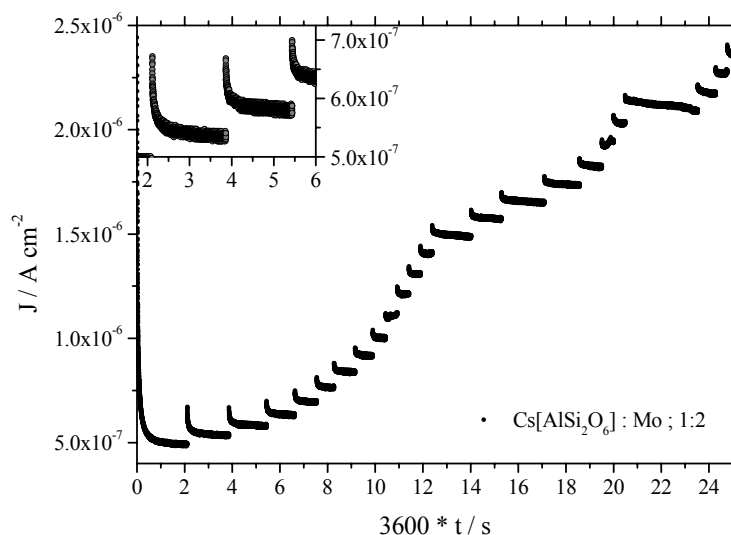
**Abb. 4-10** Vergleich der Temperaturabhängigkeit der Ionenstromdichte  $J_0$  für  $K^+$ -Ionen aus  $K[AlSi_2O_6]:Mo$  (1:4) und für  $Cs^+$ -Ionen aus  $Cs[AlSi_2O_6]:Mo$  (1:2) unter der Annahme einer Maxwell-Boltzmann Verteilung (Linke Skalierung) bzw. einer Fermi Verteilung (Rechte Skalierung) der Ionen im Emitttermaterial.

Im weiteren Verlauf der Untersuchungen des Transports von Alkaliionen durch PPX-Membranen werden die neu konzipierten Alkaliionenemitter bei Repellerspannungen im Bereich von  $U_{Rep}=0V-3kV$  eingesetzt. In diesem Zusammenhang wird zunächst eine weitere Charakterisierung der Ionenstromdichten  $J$  vorgenommen. Dazu wird wie unter Kapitel 3.2.1 beschrieben bei einem konstanten Heizstrom von  $I_{Heiz}=3.2A$  die Repellerspannung  $U_{Rep}$  variiert und der zeitliche Verlauf des Ionenstroms  $I_{Ion}$  aufgezeichnet. Die Ionenstromdichten ergeben sich dann nach:

$$J = \frac{I_{Ion}}{\pi \left( \frac{\varnothing_{aktive\ Emittterfläche}}{2} \right)^2} \quad (4.7)$$

In Abb. 4-11 ist als Beispiel für eine derartige Messreihe die Ionenstromdichte eines  $Cs^+$ -Ionen Emitters mit einer Materialzusammensetzung von  $Cs[AlSi_2O_6]:Mo$  (1:2) aufgezeigt. Die Aufzeichnung der Ionenstromdichte erfolgte über eine Dauer von 25 Stunden wobei die Repellerspannung im Bereich von  $U_{Rep}=130V-2430V$  in  $100V$  Schritten variiert wurde. Die dabei beobachteten Ionenstromdichten lagen im Bereich von  $J \approx 5 \cdot 10^{-7} Acm^{-2} - 2.35 \cdot 10^{-6} Acm^{-2}$ . Im Vergleich zu den Messungen mit konstanter Repellerspannung und variiertem Heizstrom werden in diesem Fall nach relativ kurzer Zeit konstante Ionenstromdichten erreicht. Wie die Einfügung zeigt, werden nach einer Dauer von maximal 1 Stunde nach dem Einstellen eines neuen Spannungswertes für die

Repellerspannung annähernd konstante Ionenstromdichten erreicht. Generell zeigen alle untersuchten Emittmaterialien das gleiche zeitliche Verhalten, wobei die Dauer zum Erreichen einer annähernd als konstant anzunehmenden Ionenstromdichte im Bereich zwischen 30 Minuten bis 1 Stunde nach der Spannungsvariation beträgt.



**Abb. 4-11** Zeitlicher Verlauf der Stromdichte  $J$  bei konstantem Heizstrom  $I_{\text{Heiz}}=3.2A$  und einer im Bereich von  $U_{\text{Rep}}=130V-2430V$  variierten Repellerspannung für das Emittmaterial  $\text{Cs}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$  (1:2).

Das Verhalten der Ionenstromdichte  $J$  für thermionische Emitt kann im gepulsten und kontinuierlichen Betrieb der Ionenquelle für den Bereich hoher Pulsspannungen oder elektrischer Felder zwischen Emitt und Kollektor durch die Schottky Gleichung (4.8) beschrieben werden [57,70-72,219]<sup>25</sup>.

$$J = J_0 \exp\left(\frac{q\sqrt{qE}}{k_B T_S}\right) \quad (4.8)$$

mit  $E = \frac{U_{\text{Rep}}}{d_{\text{Kol}}}$

Dabei ist  $J_0$  die emittierte Ionenstromdichte im Falle eines elektrischen Feldes von  $E=0Vcm^{-1}$ , welche wie gezeigt durch das Richardson-Dushman Gesetz beschrieben wird, und  $T_S$  die so genannte Schottky Temperatur. Unter Verwendung der numerischen

<sup>25</sup> Diese ist auch als das Langmuir-Schottkysche Raumladungsgesetz bekannt und beschreibt im Allgemeinen die Strom-Spannungs-Charakteristik einer Elektronenröhre bzw. das Verhalten der Stromdichte bei thermischer Emission von Elektronen aus Festkörperoberflächen für Spannungen oberhalb der Raumladungsbegrenzung.

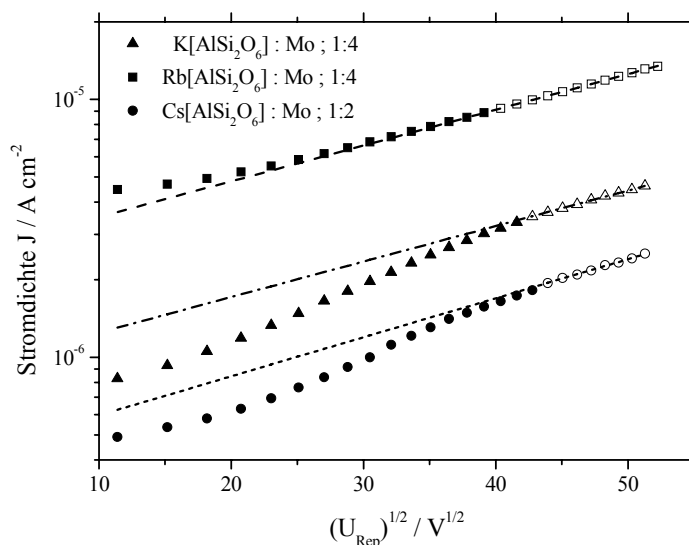
Werte der Elementarladung  $q$  und Boltzmannschen Konstante  $k_B$  ergibt sich für die Stromdichte  $J$ :

$$J = J_0 \exp\left(\frac{4.389 \sqrt{U_{Rep}}}{\sqrt{d_{Kol}} T_S}\right) \quad (4.9)$$

Durch Umformung von (4.9) erhält man erneut eine Geradengleichung (4.10).

$$\ln J = \ln J_0 + 4.389 * \frac{\sqrt{U_{Rep}}}{\sqrt{d_{Kol}} T_S} \quad (4.10)$$

In Abb. 4-12 wurden in Abhängigkeit von variiertem Repellerspannung  $U_{Rep}$  die gemessenen Stromdichten  $J$  der untersuchten Emittiermaterialien  $K[AlSi_2O_6]:Mo$  (1:4),  $Rb[AlSi_2O_6]:Mo$  (1:4) und  $Cs[AlSi_2O_6]:Mo$  (1:2) aufgetragen. Die Messwerte zeigen bei einer Auftragung der Stromdichte  $J$  in logarithmischer Skalierung gegen  $U_{Rep}^{1/2}$  im Bereich höherer Spannungen einen linearen Verlauf. Für  $K[AlSi_2O_6]:Mo$  (1:4) beginnt dieser für Repellerspannungen  $U_{Rep} \geq 1830V$ , für  $Rb[AlSi_2O_6]:Mo$  (1:4) bei  $U_{Rep} \geq 1630V$  und für  $Cs[AlSi_2O_6]:Mo$  (1:2) bei  $U_{Rep} \geq 1930V$ . Die Messwerte können in diesen Bereichen durch lineare Regression angenähert werden. Die Steigung der Ausgleichsgeraden ermöglicht, unter Verwendung des Abstandes zwischen Emitter und Kollektor von  $d_{Kol} = 1cm$  (siehe Abb. 3-9), die Bestimmung der Schottky Temperatur  $T_S$  in Abhängigkeit von der Emittiertemperatur  $T$ . Diese betrug, auf Grund des für alle Messreihen einheitlichen Heizstromes  $I_{Heiz} = 3.2A$ ,  $T = 815.5K$ . Der Achsenabschnitt der Ausgleichsgeraden ermöglicht nach (4.10) die Bestimmung der Ionenstromdichte  $J_0$  für den feldfreien Betrieb der Ionenquellen d. h. bei einer Repellerspannung von  $U_{Rep} = 0V$ . Wie Abb. 4-12 zeigt weichen die Messwerte der Ionenstromdichte  $J$  für Repellerspannungen die kleiner als die oben angegebenen Werte sind vom linearen Verlauf ab und können dort nicht durch die Schottky Gleichung beschrieben werden. Die Ionenstromdichte wird in diesen Übergangsbereichen durch das so genannte Raumladungslimit begrenzt. Dies ist ein typisches Kennzeichen für Dioden.



**Abb. 4-12** Stromdichte  $J$ , in logarithmischer Skalierung, in Abhängigkeit von der Repellerspannung  $U_{Rep}^{1/2}$  für die Emittermaterialien  $K[AlSi_2O_6]:Mo$  (1:4),  $Rb[AlSi_2O_6]:Mo$  (1:4) und  $Cs[AlSi_2O_6]:Mo$  (1:2) [216].

Die aus den Ausgleichsgeraden der Messergebnisse in Abb. 4-12 bestimmten Werte für die Schottky Temperatur  $T_S$  und der Ionenstromdichte  $J_0$  sind in Tab. 4-3 aufgelistet. Die Werte der Stromdichte  $J_0$  der Ausgleichsgeraden werden des Weiteren den experimentellen Werten der Ionenstromdichte  $J_0$  bei  $U_{Rep}=30V$  gegenübergestellt. Die experimentellen Werte der Schottky-Temperaturen  $T_S$  der hier untersuchten Emittermaterialien werden mit Werten für  $T_S$  verglichen, welche durch Extrapolation der Literaturwerte aus der Arbeit von Pargelis et al. stammen [57] (Abb.6 dort). Die Werte der Schottky-Temperaturen für  $Rb[AlSi_2O_6]:Mo$  (1:4) und für  $Cs[AlSi_2O_6]:Mo$  (1:2) sind hierbei niedriger als die extrapolierten Werte, die Schottky-Temperatur für  $K[AlSi_2O_6]:Mo$  (1:4) dagegen höher als der entsprechend extrapolierte Wert. Ursächlich hierfür können zum einen die unterschiedlichen untersuchten Emittermaterialien sein. In der Arbeit von Pargelis et al. weisen z. Bsp. die Werte der Schottky-Temperaturen für verschiedene  $^{23}Na^+$  Emittermaterialien eine Differenz von bis zu  $\Delta T_S=340K$  auf. Zum anderen erscheint es annehmbar das der dort aufgezeigte lineare Verlauf der Schottky-Temperaturen, für den Bereich hoher Emittertemperaturen, keine lineare Fortsetzung im hier untersuchten niedrigeren Temperaturbereich findet. Dennoch korrelieren die in dieser Arbeit experimentell ermittelten Werte der Schottky-Temperatur  $T_S$  zu den Literaturdaten. Die in der Tab. 4-3 aufgeführten experimentellen Werte der Ionenstromdichte  $J_0$  unterscheiden sich von den durch die Ausgleichsgeraden erhaltenen Werte. Dies impliziert, wie auch die Abb. 4-12 schon grafisch zeigt, das an dieser Stelle die Schottky Gleichung das Emissionsverhalten der Emittermaterialien nicht adäquat

wiedergeben kann. Wie im Weiteren gezeigt wird kann das Emissionsverhalten im Bereich niedriger Spannungen am Repeller durch das Langmuir-Child Gesetz beschrieben werden. Die Richardson-Dushman Gleichung behält in diesem Bereich, wie oben gezeigt wurde, weiterhin ihre Gültigkeit. Damit kann die Ionenstromdichte  $J$  für K[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo (1:4) bei Repellerspannungen  $U_{Rep} \geq 1830V$ , für Rb[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo (1:4) bei  $U_{Rep} \geq 1630V$  und für Cs[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo (1:2) bei  $U_{Rep} \geq 1930V$  durch Gleichung (4.11) beschrieben werden.

$$J = AT^2 \exp \left( -\frac{\Phi}{k_B T} + \frac{4.389 \sqrt{U_{Rep}}}{\sqrt{d_{Kol}} T_S} \right) \quad (4.11)$$

Dieses Verhalten der hier untersuchten Alkaliionenemitter, oberhalb der limitierenden Raumladungsgrenze, ist damit in guter Übereinstimmung mit anderen Untersuchungen zur thermionischen Emission von Alkaliionen aus Alumosilikaten [55,57,58,70,218,221].

**Tab. 4-3** Schottky Temperatur  $T_S$  und Stromdichte  $J_0$  aus den Ausgleichsgeraden für die Emittiermaterialien K[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo (1:4), Rb[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo (1:4) und Cs[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo (1:2). Vergleich mit extrapolierten Literaturdaten für  $T_S$  und experimentellen Werten der Stromdichte  $J_0$  bei einer Repellerspannung  $U_{Rep}=30V$  [216].

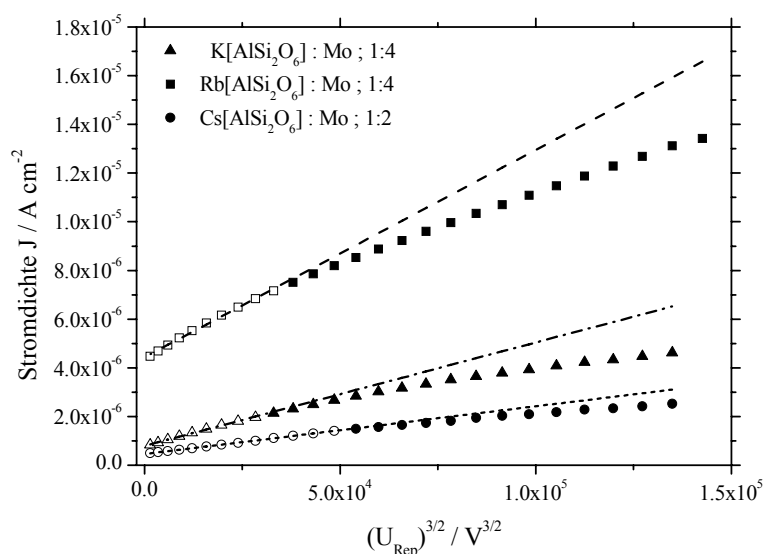
Emittiermaterial	$T_S$ (T = 815.5 K) / K	$T_S$ (Lit. [57]) / K	$J_0$ / A cm <sup>-2</sup> Ausgleichsgerade	$J_0$ / A cm <sup>-2</sup> exp. bei $U_{Rep} = 30$
K[AlSi <sub>2</sub> O <sub>6</sub> ]:Mo (1:4)	1384.59	1090	$9.09 \cdot 10^{-7}$	$8.549 \cdot 10^{-8}$
Rb[AlSi <sub>2</sub> O <sub>6</sub> ]:Mo (1:4)	1374.48	1920	$2.542 \cdot 10^{-6}$	$3.526 \cdot 10^{-6}$
Cs[AlSi <sub>2</sub> O <sub>6</sub> ]:Mo (1:2)	1259.14	1505	$4.206 \cdot 10^{-7}$	$7.706 \cdot 10^{-8}$

Bei niedrigen Spannungen  $U_{Rep}$ , respektive im raumladungsbegrenzten Betrieb, kann der Zusammenhang zwischen Ionenstromdichte  $J$  und Spannung  $U_{Rep}$  durch das Langmuir-Child Gesetz nach (4.12) beschrieben werden [55,222-225].

$$I = K (U_{Rep})^{\frac{3}{2}}; \quad I = \pi \left( \frac{\varnothing_{Emitter}}{2} \right)^2 * J; \quad J = \kappa \frac{(U_{Rep})^{\frac{3}{2}}}{(d_{Kol})^2 \sqrt{M_{Ion}}} \quad (4.12)$$

Der Faktor  $K$ , die Perveanz oder Raumladungskonstante einer raumladungsbegrenzten Diode, stellt eine nur von der Geometrie der Anordnung, nicht aber von der Emissionsfähigkeit der Kathode abhängige Konstante dar. Abb. 4-13 zeigt die Stromdichte  $J$  der hier untersuchten Emittiermaterialien gegenüber  $U_{Rep}^{3/2}$ . Die Werte der Ionenstromdichte können für K[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo (1:4) für Repellerspannungen  $U_{Rep} \leq 930V$ , für Rb[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo (1:4) für  $U_{Rep} \leq 1030V$  und für Cs[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo (1:2) im

Bereich  $U_{Rep} \leq 1330V$  durch Ausgleichsgeraden angenähert werden. Damit kann gezeigt werden, dass in den oben genannten Spannungsbereichen des Repellers die Emission von Alkaliionen der untersuchten Emitttermaterialien dem Langmuir-Child Gesetz genügt. Erstmals kann somit hier in dieser Arbeit, unter kontinuierlicher Variation der Repellerspannung, der Übergangsbereich zwischen dem Langmuir-Child Verhalten und dem Schottky Verhalten beobachtet und dokumentiert werden. Die meisten in der Literatur vorkommenden Berichte konzentrieren sich auf den Bereich hoher Spannungen in deren Folge die Maximierung der emittierten Ionenstromdichte im Vordergrund steht. Chow et al. Berichten über ein Langmuir-Child Verhalten bei niedrigen elektrischen Feldern und einem Sättigungsbereich des emittierten Ionenstromes bei hohen elektrischen Feldern [55]. Pargellis und Seidel diskutieren sowohl den raumladungslimitierten Bereich für schwache elektrische Felder als auch den Bereich hoher elektrischer Felder in welchem das Schottky Verhalten beobachtet wird, präsentieren in ihrer Arbeit aber ausschließlich Daten und Ergebnisse zum Schottky relevanten Spannungsbereich [57].



**Abb. 4-13** Stromdichte  $J$  in Abhängigkeit von der Repellerspannung  $U_{Rep}^{3/2}$  für die Emitttermaterialien  $K[AlSi_2O_6]:Mo$  (1:4),  $Rb[AlSi_2O_6]:Mo$  (1:4) und  $Cs[AlSi_2O_6]:Mo$  (1:2) [216].

In Tab. 4-4 sind die Bereiche der Repellerspannungen  $U_{Rep}$  in denen jeweils das Langmuir-Child Gesetz oder das Langmuir-Schottkysche Raumladungsgesetz für die untersuchten obigen Emitttermaterialien Gültigkeit besitzen sowie die entsprechenden Übergangsbereiche aufgelistet.

**Tab. 4-4** Spannungsbereiche der Repellerspannung  $U_{Rep}$  zur Beschreibung der emittierten Ionenstromdichte  $J$  durch die Langmuir-Child oder Schottky Gleichung für die Emittiermaterialien K[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo (1:4), Rb[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo (1:4) und Cs[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo (1:2).

Emittiermaterial	$U_{Rep} / V$ (Langmuir-Child)	$U_{Rep} / V$ (Übergangsbereich)	$U_{Rep} / V$ (Schottky)
K[AlSi <sub>2</sub> O <sub>6</sub> ]:Mo (1:4)	$\leq 930$	930 - 1930	$\geq 1930$
Rb[AlSi <sub>2</sub> O <sub>6</sub> ]:Mo (1:4)	$\leq 1030$	1030 - 1630	$\geq 1630$
Cs[AlSi <sub>2</sub> O <sub>6</sub> ]:Mo (1:2)	$\leq 1330$	1330 - 1930	$\geq 1930$

Für die neu konfigurierten Ionenemitter ergibt sich, im Rahmen der hier variierten Repellerspannungen, ein relativ großer Bereich des Übergangs in dem die Beschreibung der Ionenstromdichte  $J$  außerhalb der Gültigkeit des Langmuir-Child oder Langmuir-Schottky Gesetzes liegt. Im Anhang 8.3 sind in Abb. 8-15 bis Abb. 8-17 die Übergangsbereiche, in einer Auftragung der Ionenstromdichte  $J$  in Abhängigkeit von der Repellerspannung  $U_{Rep}$ , grafisch verdeutlicht. Der Gültigkeitsbereich für Langmuir-Child wird durch eine  $(U_{Rep})^{3/2}$  abhängige Regression sowie der Gültigkeitsbereich für Schottky durch eine  $(U_{Rep})^{1/2}$  abhängige Regression erfasst.

Mit dem Langmuir-Child Gesetz der Gleichung (4.12) erhält man für die Stromdichte  $J$  den Zusammenhang:

$$J = \frac{K (U_{Rep})^{\frac{3}{2}}}{\pi \left( \frac{\varnothing_{Emitter}}{2} \right)^2} \quad (4.13)$$

Für einen planaren Emittier findet man den allgemeinen Ausdruck [88]:

$$J = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2q}{M_{Ion}}} \frac{(U_{Rep})^{\frac{3}{2}}}{(d_{Kol})^2} \quad (4.14)$$

Mit

$$\kappa = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \sqrt{2q} \quad (4.15)$$

ergibt sich daraus der entsprechende Ausdruck der Stromdichte  $J$  des Langmuir-Child Gesetzes aus (4.12):

$$J = \kappa \frac{(U_{Rep})^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{M_{Ion}} (d_{Kol})^2} \quad (4.16)$$

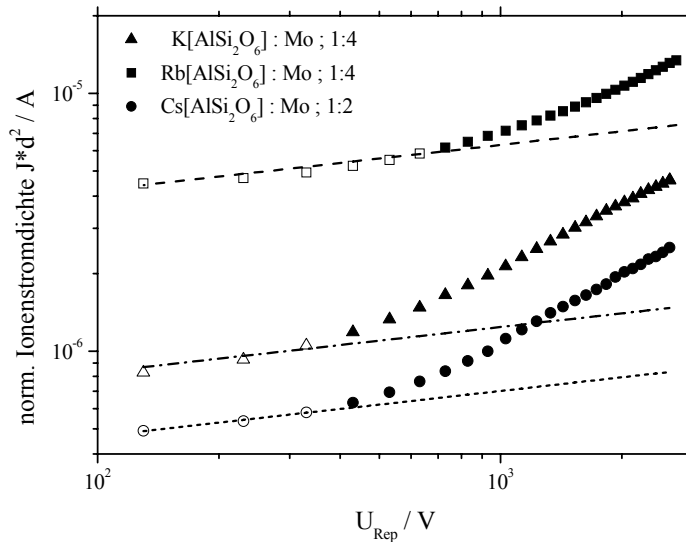
Damit ergibt sich für die Perveanz der folgende Ausdruck:

$$K = \kappa \frac{\pi \left( \frac{\varnothing_{\text{Emitter}}}{2} \right)^2}{\sqrt{M_{\text{Ion}}} (d_{\text{Kol}})^2} \quad (4.17)$$

$\kappa$  ergibt sich daher aus (4.15) als analytische Konstante des planaren Emitters mit einem Wert von  $\kappa = 2.2276 \cdot 10^{-21} \text{ A kg}^{1/2} \text{ V}^{-3/2}$ . Damit ergeben sich für die hier untersuchten Emitter, unter Annahme dass diese als planare Emitter angenähert werden können, die theoretischen Werte für die Perveanz  $K$  wie sie in Tab. 4-5 aufgelistet sind. Gleichung (4.16) kann auch in der Form von (4.18) dargestellt werden. Hierbei wird  $J^*(d_{\text{Kol}})^2$  als normalisierte Stromdichte bezeichnet. (4.18) stellt eine Geradengleichung mit einer Steigung von 3/2 dar.

$$\log \left( J^* d_{\text{Kol}}^2 \right) = \log \left( \frac{\kappa}{\sqrt{M_{\text{Ion}}}} \right) + \frac{3}{2} \log U_{\text{Rep}} \quad (4.18)$$

Aus einer doppelt logarithmischen Auftragung der normalisierten Stromdichten  $J^*(d_{\text{Kol}})^2$  der untersuchten Emitttermaterialien gegenüber der Repellerspannung  $U_{\text{Rep}}$ , wie sie Abb. 4-14 zeigt, kann  $\kappa$  als experimentelle Größe aus den Achsenabschnitten der jeweiligen Regressionsgeraden gewonnen werden. Damit wird die Perveanz der Emitttermaterialien  $\text{K}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$  (1:4),  $\text{Rb}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$  (1:4) und  $\text{Cs}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$  (1:2) gemäß Gleichung (4.17) experimentell zugänglich und kann mit den theoretischen Werten für planare Emitter verglichen werden (Tab. 4-5).



**Abb. 4-14** Normalisierte Stromdichte  $J^*d_{\text{Kol}}$  in Abhängigkeit von der Repellerspannung  $U_{\text{Rep}}$ , aufgetragen in doppelt logarithmischer Skalierung, für die Emitttermaterialien  $\text{K}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$  (1:4),  $\text{Rb}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$  (1:4) und  $\text{Cs}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$  (1:2).



Die analytischen Werte der Perveanz  $K_{analyt}$  für planare Emittter sind für alle drei verwendeten Emitttermaterialien kleiner als die experimentell bestimmten Werte  $K_{exp}$  der Perveanz.

**Tab. 4-5** Werte der experimentell bestimmten Perveanz  $K_{exp}$  im Vergleich mit analytisch bestimmten Werten der Perveanz  $K_{analyt}$  für die Emitttermaterialien K[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo (1:4), Rb[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo (1:4) und Cs[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo (1:2) [216].

Emitttermaterial	$\kappa_{exp} / \text{A kg}^{1/2} \text{V}^{-3/2}$	$K_{exp} / \text{A V}^{-3/2}$	$K_{analyt} / \text{A V}^{-3/2}$
K[AlSi <sub>2</sub> O <sub>6</sub> ]:Mo (1:4)	9.3803*10 <sup>-20</sup>	2.8913*10 <sup>-9</sup>	6.8661*10 <sup>-11</sup>
Rb[AlSi <sub>2</sub> O <sub>6</sub> ]:Mo (1:4)	7.0475*10 <sup>-19</sup>	1.3223*10 <sup>-7</sup>	4.1796*10 <sup>-10</sup>
Cs[AlSi <sub>2</sub> O <sub>6</sub> ]:Mo (1:2)	9.7701*10 <sup>-20</sup>	1.4701*10 <sup>-8</sup>	3.3517*10 <sup>-10</sup>

Die Perveanz eines runden Strahls geladener Teilchen ist im Weiteren ein Maß für seine relative Aufweitung, d. h. für die Zunahme des Strahldurchmessers pro Längeneinheit. Diese Aufweitung des Strahls geschieht in Folge der Wechselwirkung zwischen den Ladungen durch die Coulombschen Kräfte. Soll z. Bsp. ein Strahl seinen Radius erst nach einer Laufstrecke von etwa 100 Radian verdoppelt haben, ist eine Perveanz von  $K < 10^{-4} K_0$  notwendig. Hierbei definiert sich  $K_0$  durch:

$$K_0 = 2 \pi \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2 q}{M_{lon}}} \quad (4.19)$$

In diesem Fall wäre dann die Raumladung vernachlässigbar. Damit zeigen die untersuchten Emittter, wie Tab. 4-6 zeigt, auf die Strecke  $d_{Kol}$  bezogen bereits eine Aufweitung des Ionenstrahls auf Grund Coulombscher Wechselwirkung, was hinsichtlich der hier gemessenen Werte der Ionenstromdichten nicht weiter verwundert. Dies bedeutet auch dass die verwendeten Emittter eine größere Strahlaufweitung aufzeigen als es entsprechende planare Emittter hätten.

**Tab. 4-6** Vergleich zwischen  $K_0$  aus Gleichung (4.19) und den experimentell bestimmten Werten der Perveanz  $K_{exp}$ .

Emitttermaterial	$K_0 / \text{A V}^{-3/2}$	$K_{exp} / \text{A V}^{-3/2}$
K[AlSi <sub>2</sub> O <sub>6</sub> ]:Mo (1:4)	1.23806*10 <sup>-7</sup>	2.8913*10 <sup>-9</sup>
Rb[AlSi <sub>2</sub> O <sub>6</sub> ]:Mo (1:4)	8.33770*10 <sup>-8</sup>	1.3223*10 <sup>-7</sup>
Cs[AlSi <sub>2</sub> O <sub>6</sub> ]:Mo (1:2)	6.70349*10 <sup>-8</sup>	1.4701*10 <sup>-8</sup>

## 4.2 Transport von Alkaliionen durch PPX-Membranen / Alter Aufbau

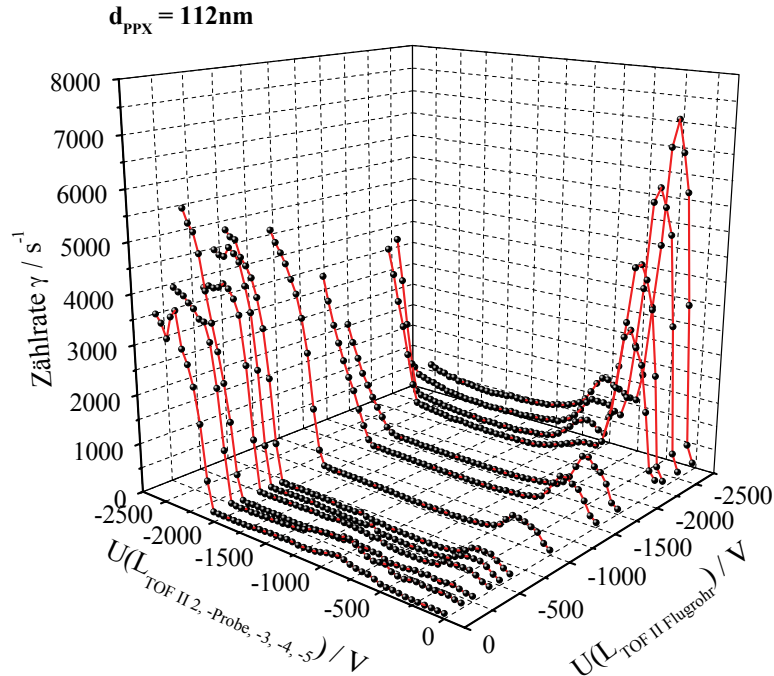
Im folgenden Kapitel werden erste Messungen und experimentelle Ergebnisse zur Transmission von Alkaliionen durch PPX-Membranen vorgestellt. In Unterkapitel 4.2.1 werden zunächst Messungen mit einem kontinuierlichen Ionenstrahl behandelt, welche mit dem in Kapitel 3.1, 3.2.7 und Abb. 3-1 erläuterten experimentellen Aufbau gewonnen wurden. Unterkapitel 4.2.2 behandelt erste Untersuchungen und Ergebnisse mit einem gepulsten Ionenstrahl. Der hierbei verwendete Messaufbau ist in Kapitel 3.2.8 aufgeführt. In beiden Fällen wurde der kommerzielle Alkaliionenemitter der Firma AMD Intectra GmbH verwandt.

### 4.2.1 Erste Ergebnisse mit kontinuierlichem Ionenstrahl

Unter Verwendung des experimentellen Aufbaus aus Abb. 3-1, einem Heizstrom von  $I_{Heiz}=4.7A$ , einer Repellerspannung von  $U_{Rep}=150V$  und dem kommerziellen Emitter der Firma AMD Intectra GmbH wurde zunächst ein kontinuierlicher Alkaliionenstrahl generiert. Beim Verlassen der Ionenkammer besaßen die Ionen des Strahls hierbei eine kinetische Energie von  $E_{kin}=150eV$ . Zur Änderung der kinetischen Energie der Ionen wurde wie bereits unter 3.2.7 erläutert das Potential der Membranhaltung und der Linsen  $L_{TOF II 4}$ ,  $L_{TOF II 5}$  im Bereich von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=0V$  bis  $-2500V$  variiert, die Schrittweite der Variation betrug  $50V^{26}$ . Damit ergeben sich kinetische Energien im Bereich  $E_{kin}=0-2650eV$ . Unter Vernachlässigung einer etwaigen elektrostatischen Aufladung der jeweiligen Membranvorderseite durch den Ionenstrahl kann für die Stoßenergien der Ionen ein Bereich von  $E_{Stoß}=0-2650eV$  angenommen werden. Wie sich zeigen wird, kann eine solche elektrostatische Aufladung jedoch nicht generell ausgeschlossen werden. Da der Ladungszustand der Oberflächen der untersuchten Membranen experimentell nicht direkt zugänglich war, wird die Diskussion an dieser Stelle an Hand der variierten Potentiale der Membranhaltung geführt. Zur Untersuchung und Analyse der kinetischen Energie und des Ladungszustandes, der durch die Membranen transmittierten oder durch Wechselwirkung mit den Membranen entstandenen Spezies, wurde das Potential am nachfolgenden Flugrohr verändert. Die Analyse erfolgte hierbei durch Potentiale im Bereich von  $U(L_{TOF II Flugrohr})=0-\pm 3000V$ . Untersucht wurden jeweils eine Membran mit einer Schichtdicke von  $d_{PPX}=112nm$  und  $d_{PPX}=2.8\mu m$ . Das

<sup>26</sup> Zur Vermeidung von Felddurchgriffen auf die in der Probenhalterung montierten PPX-Membranen, bzw. deren Oberflächen, durch die hohen Feldgradienten zwischen dem Potential des Flugrohres und den Potentialen der Probenhalterung aus  $L_{TOF II 2}$ ,  $L_{TOF II Probe}$  und  $L_{TOF II 3}$ , wurden die Linsen  $L_{TOF II 4}$  und  $L_{TOF II 5}$  auf gleiches Potential wie die Probenhalterung geschaltet.

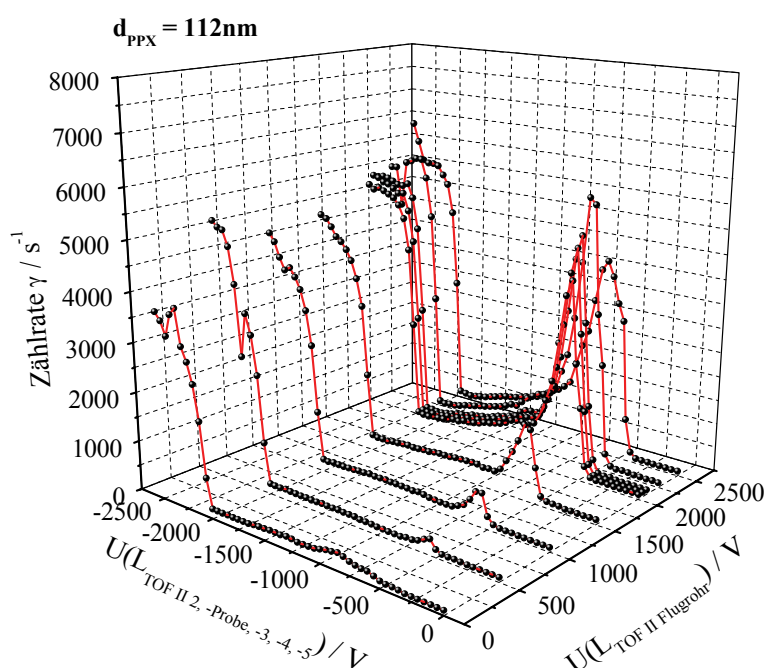
Potential des detektierenden MCP-Detektors des TOF II betrug  $U_{MCP's}=-2000V$ . Die Messergebnisse für eine Membrandicke von  $d_{PPX}=112nm$  und Variationen der oben aufgeführten Potentiale sind in Abb. 4-15 und Abb. 4-16 dargestellt.



**Abb. 4-15** Experimentelle Ergebnisse der detektierten Zählrate  $\gamma$  bei Variation der Spannung an der Membranhaltung im Wertebereich  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=0V$  bis  $-2500V$  und der retardierenden Spannung des Flugrohres im Wertebereich  $U(L_{TOF II Flugrohr})=0V$  bis  $-2500V$  für eine Membrandicke von  $d_{PPX}=112nm$ .

Wie Abb. 4-15 zeigt können für Spannungen im Bereich  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=0V$  bis  $-1000V$  und  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-250V$  bis  $-2500V$  Zählraten in einem Wertebereich von  $\gamma=200-7000s^{-1}$  detektiert werden. Ein Maximum der Zählraten kann bei einem Spannungswert von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-250V$  und damit bei kinetischen Energien von  $E_{kin}=400eV$  beobachtet werden. Die nachfolgenden Analysen werden zeigen dass es sich in diesem Fall um durch die PPX-Membran transmittierte Alkaliionen handelt. Die massenspektroskopische Analyse der verwendeten kommerziellen Quelle zeigte in Kap. 4.1 bereits an Hand des QMS-Spektrums (Abb. 4-1) neben einem hohen Anteil an  $^{133}Cs^+$ -Ionen auch einen Anteil von ca. 11%  $^{39}K^+$ -Ionen. Aus diesem Grund erwartet man zunächst dass es sich bei den transmittierten Alkaliionen neben einem kleinen Anteil an  $^{39}K^+$ -Ionen im Wesentlichen um  $^{133}Cs^+$ -Ionen handelt. Dabei wird für beide Ionenspezies eine gleichwertige Abschwächung beim Transport durch die Membranen angenommen. Für Spannungen im Bereich von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})>-2000V$  und  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2500V$  bis  $+2500V$  zeigen die Abb. 4-15 und Abb. 4-16 Zählraten im

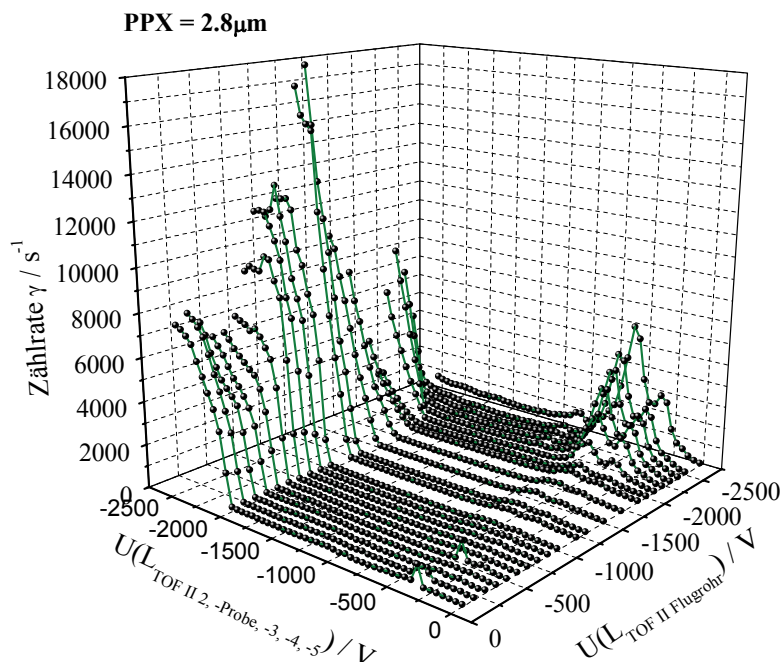
Bereich von  $\gamma=3000\text{--}6000\text{s}^{-1}$ . Wie anschließende Analysen zeigen werden, handelt es sich hierbei um sekundäre Elektronen. Diese werden durch auf die Membran auftreffende Alkaliionen erzeugt. Für Spannungen  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}})=+500\text{V}$  bis  $+2500\text{V}$  und Spannungen an der Membranhalterung im Bereich  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}})=-450\text{V}$  bis  $-850\text{V}$  werden ansteigende Werte für  $\gamma$  im Bereich von  $300\text{--}5500\text{s}^{-1}$  für größer werdende Spannungswerte  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}})$  gemessen (Abb. 4-16). Die Maxima der Zählraten werden bei  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}})=-600\text{V}$  innerhalb der einzelnen Messreihen detektiert. Diese Zählraten sind, wie nachfolgende Analysen und Überlegungen zeigen werden, mit hoher Wahrscheinlichkeit auf in der PPX-Membran erzeugte sekundäre Elektronen mit höherer kinetischer Energie zurückzuführen.



**Abb. 4-16** Experimentelle Ergebnisse der detektierten Zählrate  $\gamma$  bei Variation der Spannung an der Membranhalterung im Wertebereich  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}})=0\text{V}$  bis  $-2500\text{V}$  und der retardierenden Spannung des Flugrohres im Wertebereich  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}})=0\text{V}$  bis  $+2700\text{V}$  für eine Membrandicke von  $d_{\text{PPX}}=112\text{nm}$ .

Abb. 4-17 und Abb. 4-18 zeigen entsprechende Messreihen für eine Membrandicke von  $d_{\text{PPX}}=2.8\mu\text{m}$ . Hierbei ist in Abb. 4-17 erneut der Spannungsbereich  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}})=0\text{V}$  bis  $-2700\text{V}$ , bei einer Variation des Potentials an der Membranhalterung und den Linsen  $L_{\text{TOF II 4, } L_{\text{TOF II 5}}$  mit Spannungen  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}})=0\text{V}$  bis  $-2500\text{V}$ , aufgezeichnet. Ein Vergleich mit Abb. 4-15 zeigt das, wie dort bereits beobachtet, nur in einem schmalen Spannungsbereich  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}})=0\text{V}$  bis  $-1000\text{V}$  und damit korrespondierend für einen schmalen Bereich kinetischer Energien der auftreffenden

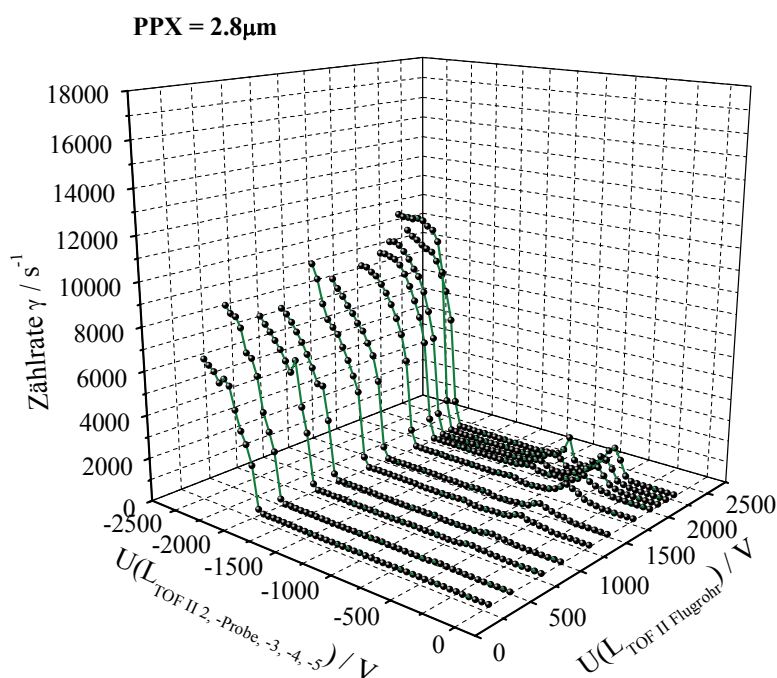
Alkaliionen diese durch die Membran transmittiert werden. Das Maximum der Zählrate, welches im Falle der  $112\text{nm}$  dicken Membran bei  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}}) = -250\text{V}$  bzw.  $E_{\text{kin}} = 400\text{eV}$  beobachtet wurde, ist hier zu einer kleineren Spannung von  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}}) = -550\text{V}$  mit einer Schulter bei  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}}) = -350\text{V}$ , bzw. zu höheren kinetischen Energien von  $E_{\text{kin}} = 700\text{eV}$  und entsprechend einer Schulter bei  $E_{\text{kin}} = 500\text{eV}$  verschoben. Im Gegensatz zur dünneren PPX-Membran werden im Falle der  $d_{\text{PPX}} = 2.8\mu\text{m}$  dicken Membran Zählraten  $\gamma > 500\text{s}^{-1}$  erst für Spannungswerte  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}}) < -1900\text{V}$  gemessen. Unter Vernachlässigung einer elektrostatischen Aufladung der jeweiligen Membranvorderseite durch den Ionenstrahl werden folglich zur Transmission der  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen mit steigender Membrandicke größere Stoßenergien  $E_{\text{Stoß}}$  benötigt. Der Anteil der transmittierten Ionen kann zunächst in einer Größenordnung von  $10^{-5}$  des auftreffenden Ionenstrahls abgeschätzt werden.



**Abb. 4-17** Experimentelle Ergebnisse der detektierten Zählrate  $\gamma$  bei Variation der Spannung an der Membranhalterung im Wertebereich  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}}) = 0\text{V}$  bis  $-2500\text{V}$  und der retardierenden Spannung des Flugrohres im Wertebereich  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}}) = 0\text{V}$  bis  $-2500\text{V}$  für eine Membrandicke von  $d_{\text{PPX}} = 2.8\mu\text{m}$ .

In einem Spannungsbereich von  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}}) > -2000\text{V}$  und  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}}) = -2500\text{V}$  bis  $+2500\text{V}$  zeigen die Abb. 4-17 und Abb. 4-18 Zählraten im Bereich von  $\gamma = 6000\text{--}18000\text{s}^{-1}$ . Damit werden in diesem Wertebereich der Potentiale, und folglich bei kinetischen Energien der Alkaliionen von  $E_{\text{kin}} > 2150\text{eV}$ , im Falle der dickeren Membran ( $d_{\text{PPX}} = 2.8\mu\text{m}$ ) höhere Zählraten der sekundären Elektronen dieses

Bereiches im Vergleich zur dünneren Membran ( $112\text{nm}$ ) beobachtet. Abb. 4-18 verdeutlicht dass, für Spannungswerte  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}})=+1000\text{V}$  bis  $+2500\text{V}$  und Spannungen an der Membranhalterung sowie den Linsen  $L_{\text{TOF II 4}}$ ,  $L_{\text{TOF II 5}}$  im Bereich  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}})=-350\text{V}$  bis  $-1150\text{V}$ , wie im Falle der dünneren Membran sekundäre Elektronen beobachtet werden. Die Zählraten können hierbei im Maximum,  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}})=-550\text{V}$ , mit  $\gamma=200\text{--}1500\text{s}^{-1}$  angegeben werden. Diese treten damit im Vergleich zur dünneren Membran bei etwas geringeren kinetischen Energien der Alkaliionen auf ( $\approx 50\text{eV}$ ) und besitzen deutlich geringere Zählraten.



**Abb. 4-18** Experimentelle Ergebnisse der detektierten Zählrate  $\gamma$  bei Variation der Spannung an der Membranhalterung im Wertebereich  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}})=0\text{V}$  bis  $-2500\text{V}$  und der retardierenden Spannung des Flugrohres im Wertebereich  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}})=0\text{V}$  bis  $+2700\text{V}$  für eine Membrandicke von  $d_{\text{PPX}}=2.8\mu\text{m}$ .

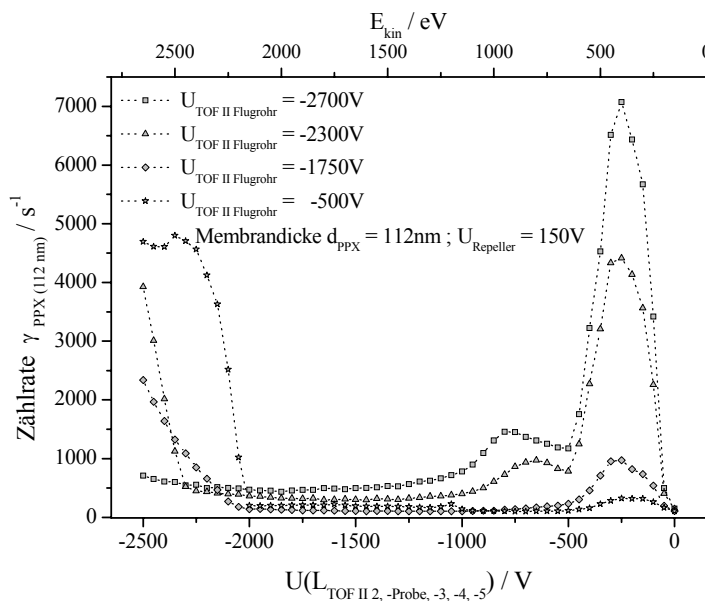
Zur detaillierten Auswertung der experimentellen Ergebnisse werden diese nachfolgend im Einzelnen genauer untersucht. Zusätzlich wurden hierzu Simulationsrechnungen mit SIMION durchgeführt. Diese liefern weitere Erkenntnisse hinsichtlich der kinetischen Energie und zu weiteren Parametern der hinter den Membranen detektierten Teilchen.

#### Analyse der experimentellen Daten der Membrandicke $d_{\text{PPX}} = 112\text{ nm}$

In der Abb. 4-19 sind die hinter der  $112\text{nm}$  dicken PPX-Membran am MCP-Detektor bestimmten Zählraten  $\gamma_{\text{PPX}(112\text{nm})}$  einzelner Messreihen der Spannungen  $U(L_{\text{TOF II$

Flugrohr)=-500V, -1750V, -2300V und -2700V im Spannungsbereich  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=0V$  bis -2500V dargestellt<sup>27</sup>.

Für die Messreihe mit einer Spannung von  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-500V$  werden im Bereich von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=0V$  bis -500V Zählraten  $\gamma_{PPX(112nm)}$  mit einem Maximum bei  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-250V$  beobachtet. Dieses entspricht im Maximum des Signals einer kinetischen Energie der Alkaliionen des Ionenstrahls von  $E_{kin}=400eV$ . Für Spannungen von  $U(L_{TOF II Flugrohr})\geq -250V$  werden im Rahmen der Messgenauigkeit keine transmittierten Kationen in diesem Bereich detektiert (siehe Abb. 4-15). Wie die Messung für  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-1750V$  zeigt steigen die Zählraten mit zunehmend negativem Potential des Flugrohres. Oberhalb der Spannung  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2000V$  sind Werte für die Zählraten von  $\gamma_{PPX(112nm)} < 1500s^{-1}$  zu beobachten. Unterhalb von  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2000V$  steigen die Zählraten stark an wie an den Messreihen mit  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2300V$  und -2700V abzulesen ist. Die Zählraten erreichen hier im Maximum Werte bis zu  $\gamma_{PPX(112nm)} \approx 7000s^{-1}$ . Im Weiteren bildet sich für  $U(L_{TOF II Flugrohr}) < -2000V$  im Bereich  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-500V$  bis -1000V, d. h. für höhere kinetische Energien, eine Schulter mit Zählraten bis  $2000s^{-1}$  aus.



**Abb. 4-19** Experimentelle Ergebnisse der detektierten Zählraten  $\gamma_{PPX(112nm)}$  bei Variation der Spannung an der Membranhaltung im Wertebereich  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=0V$  bis -2500V bzw. der kinetischen Energie  $E_{kin}=150eV$  bis 2650eV ( $d_{PPX}=112nm$ ). Dargestellt sind einzelne Messreihen für  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-500V$ ; -1750V; -2300V und -2700V [16].

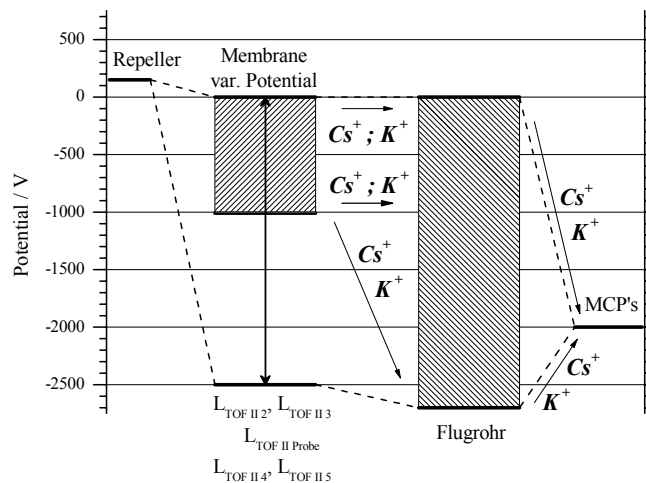
<sup>27</sup> Eine komplette Auflistung der Messreihen mit kontinuierlichem Ionenstrahl und der beiden Membrandicken  $d_{PPX}=112nm$  und  $d_{PPX}=2.8\mu m$  aus Abb. 4-15, Abb. 4-16, Abb. 4-17 und Abb. 4-18 findet sich im Anhang unter 8.4.1.

Dieses generell zu beobachtende Verhalten der Zählraten, in Bezug auf die variierten Spannungen am Flugrohr, kann im weiteren Verlauf der Analyse durch Verwendung von SIMION Simulationen erklärt werden. Dass es sich bei diesen Signalen, wie oben bereits vorweggenommen, um durch die Membran transmittierte  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen handelt, kann mit der Potentialdarstellung in Abb. 4-20 gezeigt werden.

In Abb. 4-20 ist der in Flugrichtung der Ionen auftretende Potentialverlauf skizziert. Nach Emission aus der Ionenquelle bei konstantem Repellerpotential  $U_{\text{Rep}}=150\text{V}$  erreichen die Ionen mit kinetischen Energien von  $E_{\text{kin}}=150\text{eV}$  den Potentialbereich der Membranhaltung (Linsen  $L_{\text{TOF II } 2}$ ,  $L_{\text{TOF II Probe}}$  und  $L_{\text{TOF II } 3}$ ) und der Linsen  $L_{\text{TOF II } 4}$  und  $L_{\text{TOF II } 5}$ . Nur in dem Spannungsbereich  $U(L_{\text{TOF II } 2, -\text{Probe}, -3, -4, -5})=0\text{V}$  bis  $-1000\text{V}$  der Messreihen aus Abb. 4-15 und Abb. 4-19 können effektiv Zählraten transmittierter  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen beobachtet werden. Dies entspricht dem in Abb. 4-20 schraffierten Potentialbereich der Linsen  $L_{\text{TOF II } 2}$ ,  $L_{\text{TOF II Probe}}$ ,  $L_{\text{TOF II } 3}$ ,  $L_{\text{TOF II } 4}$  und  $L_{\text{TOF II } 5}$ . Das es sich in diesem Fall nur um transmittierte  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen handeln kann wird aus dem Signalverlauf der Zählraten für  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}})=-250\text{V}$  bis  $-2700\text{V}$  ersichtlich. Mit ansteigenden negativen Werten der Spannung  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}})$  steigen die Zählraten  $\gamma_{\text{PPX}(112\text{nm})}$ . Ein solcher ansteigender Signalverlauf ist aber nur zu erwarten, wenn das Potential des Flugrohres eine beschleunigende bzw. anziehende Wirkung auf die aus der Membran austretenden Spezies ausübt. Für negative Spannungen  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}})$  ist dies nur konsistent für die Kationen  $^{39}\text{K}^+$  und  $^{133}\text{Cs}^+$  der Ionenquelle. Das Ansteigen der Zählraten  $\gamma_{\text{PPX}(112\text{nm})}$  für steigende negative Spannungen  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}})$  deutet darauf hin, dass die transmittierten Ionen nicht achsenparallel zur Strahlrichtung aus der Oberfläche der Membranrückseite austreten, sondern einen Divergenzwinkel  $\varphi$  zur Strahlachse besitzen. Die ionenoptischen Eigenschaften des Flugrohres führen dazu, dass bei zunehmend negativen Spannungen auch die Ionentrajektorien mit größeren Divergenzwinkeln  $\varphi$  auf den aktiven Detektorbereich abgebildet werden (siehe hierzu auch die nachfolgenden SIMION Simulationen). Neben einem entsprechenden Divergenzwinkel  $\varphi$  ist die kinetische Energie der transmittierten Kationen für die Abbildung derer Ionentrajektorien auf den Detektor entscheidend. Da ein effizienter Nachweis der Zählraten erst unterhalb der Spannung  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}})=-250\text{V}$  erfolgt, kann von geringen kinetischen Energien der transmittierten Ionen ausgegangen werden. Die Potentiale der Abb. 4-20 verdeutlichen dies erneut, da für transmittierte Ionen mit mittlerer und höherer Energie die Detektion bereits für Spannungen  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}})>-250\text{V}$  erfolgen würde, für transmittierte Ionen mit geringer kinetischer Energie hingegen bildet das Potential des Flugrohres von  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}})>-250\text{V}$  eine Potentialbarriere. Dies bedeutet dass die aus der Membranrückseite austretenden  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen offensichtlich bei der Transmission durch die PPX-Membran thermalisiert wurden, d. h. durch Wechselwirkungsprozesse auf niedrige kinetische Energien abgebremst worden



sind. Ob der Prozess der Thermalisierung auf eine Abbremsung im retardierenden Feld einer elektrostatisch aufgeladenen Vorderseite der Membran oder beim Durchgang der Ionen durch Porositäten und Nanokapillare der Membran stattfindet, bleibt an dieser Stelle zunächst noch offen. Wie die Messreihen der Abb. 4-19 zeigen, werden für kinetische Energien  $E_{kin} \leq 150 \text{ eV}$  keine durch die PPX-Membran transmittierten Ionen beobachtet. Dies deutet an dieser Stelle auf eine Energiebarriere für die auf die Membran auftreffenden Ionen hin, diese kann in Form einer Oberflächenladung der Membranvorderseite etabliert sein. Die Abnahme der Zählraten  $\gamma_{PPX(112nm)}$  für kinetische Energien  $E_{kin} \geq 400 \text{ eV}$ , d. h. unterhalb des Maximums von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -250 \text{ V}$ , kann auf mit dem Transmissionsprozeß konkurrierende Wechselwirkungsprozesse der auf die Membran auftreffenden Ionen oder auf eine mit zunehmender kinetischer Energie der Ionen erhöhte Wechselwirkung mit den Kapillarwänden der Membran zurückzuführen sein [16].



**Abb. 4-20** Skizze zur Darstellung der Potentiale an Repeller, Membranhalterung ( $L_{TOF II 2}$ ,  $L_{TOF II Probe}$ ,  $L_{TOF II 3}$ ), den Linsen  $L_{TOF II 4}$ ,  $L_{TOF II 5}$ , dem Flugrohr und dem MCP-Detektor. Bei den skizzierten Potentialeinstellungen erfolgt die Transmission von  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen durch die PPX-Membranen.

Für Spannungen  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) < -2000 \text{ V}$  und  $U(L_{TOF II Flugrohr}) > -2000 \text{ V}$  zeigen die Messreihen aus Abb. 4-15 einen steilen Anstieg der Zählraten  $\gamma_{PPX(112nm)}$ , wobei dieser Anstieg im Rahmen der Genauigkeit der Schrittweite von  $50 \text{ V}$  exakt bei einem Schwellwert von  $-2000 \text{ V}$  des Potentials am Flugrohr auftritt. Dieser Schwellwert verschiebt sich für kleiner werdende Spannungswerte des retardierenden Potentials, d. h. für  $U(L_{TOF II Flugrohr}) < -2000 \text{ V}$ , auf Seiten der Spannungswerte von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$ .

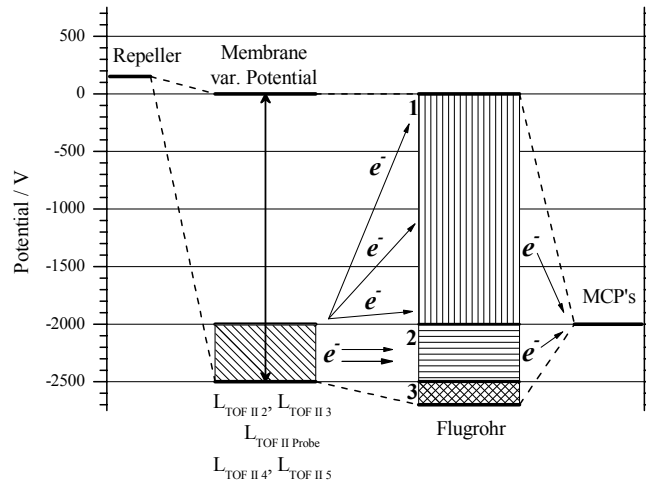
4, -5) entsprechend. Z. Bsp. ist für  $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}}) = -2300V$  der sich ergebende Schwellwert  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -2300V$ . An Hand der Messreihen in Abb. 4-19 für die charakteristischen Spannungen  $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}}) = -500V, -1750V, -2300V$  und  $-2700V$  und der Potentialdarstellungen der Abb. 4-21 wird im Folgenden verdeutlicht dass es sich im Spannungsbereich  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) < -2000V$ , respektive für kinetische Energien  $E_{kin} > 2150eV$ , bei den detektierten Zählraten  $\gamma_{PPX(112nm)}$  um nieder-energetische Elektronen handelt. Wie aus der Potentialdarstellung Abb. 4-21 ersichtlich wird bildet die Spannung des MCP-Detektors von  $-2000V$  eine Potentialschwelle für negativ geladene Teilchen. Da die Spannung an der Vorderseite der ersten MCP  $-2000V$  beträgt können negativ geladene Teilchen nur detektiert werden wenn das Potential ihres Entstehungsortes (in diesem Falle die Membran bzw. Membranrückseite) kleiner als  $-2000V$  ist, oder die kinetische Energie der Partikel ausreicht um das retardierende Potential des Detektors zu überwinden.

Die Entstehung und Emission von negativ geladenen Partikeln und Ionen ist aus der Literatur bei Ionen-Oberflächen Streuexperimenten im Bereich von Stoßenergien  $E_{Stoß} \approx 50eV$  hinreichend bekannt [226-229]. Die dort entstehenden Anionen werden aber in den jeweiligen Streuexperimenten in Rückstreuung beobachtet, weshalb sie im vorliegenden Fall als Ursache der beobachteten Zählraten  $\gamma_{PPX(112nm)}$  ausgeschlossen werden können. Im Gegensatz hierzu ist die Beobachtung von, in ultra dünnen Folien erzeugten, sekundären Elektronen in Transmission nicht nur als physikalischer Effekt bekannt, sondern findet bereits technisch in der Forschung eine breite Anwendung [5-8]. Die Emission sekundärer Elektronen ist einer der generellen Prozesse bei der inelastischen Ionen-Oberflächen Streuung und tritt oft auch begleitend zu anderen Prozessen wie der Rückstreuung, dem Sputtern und der Desorption auf [34]. Die durch schwere Ionen an Oberflächen induzierte Elektronenemission wird in der Regel in der Literatur durch einen dreistufigen Prozess beschrieben. Die drei Stufen sind hierbei die Elektronenanregung, der anschließende Transport zur Oberfläche und letztlich das Entkommen der Elektronen durch die Oberflächenbarriere des jeweiligen Materials. In der Literatur finden sich zwei wesentliche Anregungsprozesse die zur, durch schwere Ionen induzierten, Emission von Elektronen führt. Zum einen die potentielle Elektronen Emission (PEE), bei der die Elektronenanregung aus der Konversion innerer Energie des Projektils resultiert und zur Emission von Elektronen durch einen Auger Prozess führt. Zum anderen die kinetische Elektronen Emission (KEE), wobei die Emission von Elektronen als Konsequenz der Konversion von kinetischer Energie der Projektils in Erscheinung tritt [28-32,34,35]. Beide Mechanismen können nur oberhalb einer Energieschwelle stattfinden die mit der Energie  $E_{Emis}$  zur Loslösung eines Elektrons aus dem Festkörper verbunden ist. Im Falle von Metallen wäre diese z. Bsp. identisch mit deren jeweiliger Austrittsarbeit,  $E_{Emis} = W_A = \Phi$ . Die Elektronen die durch diese Prozesse

freigesetzt werden können im Festkörper über Stoßprozesse oder Stoßkaskaden ihre kinetische Energie teilweise oder vollständig verlieren [34]. Diese wird dabei in Wärme oder langlebige Anregungszustände umgewandelt. Diejenigen Elektronen, die nicht vollständig thermalisiert werden, verlassen den Festkörper und sind Ursache der beobachteten Elektronenemission. Die grundsätzlichen Ideen der PEE wurden bereits Mitte der 1950er Jahre von H. D. Hagstrum erarbeitet und auf die hier für Weiterführendes verwiesen wird [230]. PEE findet oft als dominierender Prozess unterhalb von Projektilgeschwindigkeiten  $v_{Ion} < 10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$  statt [28]. Die Geschwindigkeiten der Projektilionen der vorliegenden Arbeit können mit  $v_{Ion} < 1.2 \cdot 10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$  angegeben werden, womit die hier beobachteten Elektronen aus einem Prozess mit potentieller Elektronen Emission entstammen könnten [16]. Der Anregungsprozess bei der KEE kann durch eine direkte kinetische Anregung erfolgen oder durch eine kinetische Anregung der ein Auger-Zerfallsprozeß folgt. Bei der direkten kinetischen Anregung gibt es mehrere Möglichkeiten bei denen Projektil Elektronen auf Kosten ihrer kinetischen Energie anregen können. Zwei grundsätzliche Prozesse sind hier zu nennen. Zum Einen binäre Stöße der Ionen mit den Targetelektronen, dies findet sich in der Regel bei leichten Projektilionen, und zum Anderen Elektronenanregung durch Elektron-Elektron Wechselwirkungen von Projektilionen und Target, was der effizienteste Prozess bei schweren Projektilen ist. Im Falle der kinetischen Anregung mit anschließendem Auger-Prozess wird die kinetische Energie der Projektilionen zunächst in innere Anregungsenergie in Form von Löchern der inneren Schalen der Projektil und/oder der Targetatome verwandelt. Dabei wird das Elektron der beteiligten inneren Schale in eine freie äußere Schale transferiert. Anschließend wird der Lochzustand der inneren Schale im Verlaufe des Augerprozesses erneut mit einem Elektron einer äußeren Schale besetzt. Die dabei frei werdende Energie dient zur Emission des Augerelektrons [231]. Bei der KEE findet die Erzeugung der sekundären Elektronen im Festkörper mit anschließendem Transport in Strahlrichtung statt. Beim Transport der so erzeugten sekundären Elektronen durch den Festkörper können diese ihre Energie durch inelastische Stöße verlieren. Eine wesentliche Erkenntnis dabei ist das für Elektronen geringer Energie die Wahrscheinlichkeit weiterer inelastischer Verluste gering wird. Dies ist die Folge der besetzten Zustände des Valenzbandes wodurch nur geringe Energietransfers in dieses Band übertragen werden können. In Isolatoren sind kleine Energieverluste noch stärker unterdrückt. Nur Energien die größer als die dortige Bandlücke sind, können hier von den sekundären Elektronen an den Festkörper transferiert werden. Die Dämpfung des Elektronenflusses ist damit in Isolatoren geringer als z. Bsp. in Metallen. Hieraus ergeben sich auch entsprechende Dämpfungslängen die für Metalle im Bereich  $1-15 \text{ Å}$  und Isolatoren einige Tausend  $\text{Å}$  erreichen können [34]. Letztlich müssen die so zur Oberfläche gelangten Elektronen

noch die Barriere des elektrostatischen Oberflächenpotentials überwinden um ins Vakuum emittiert zu werden. Diese Barriere ist bei Isolatoren durch die Elektronenaffinität  $\chi$  bestimmt. Da diese im Allgemeinen einen Bruchteil von  $1\text{eV}$  beträgt oder negativ sein kann ist die damit verbundene geringe oder verminderte Oberflächenbarriere ein weiterer Grund für die größeren Emissionswerte sekundärer Elektronen bei Isolatoren im Vergleich zu Metallen.

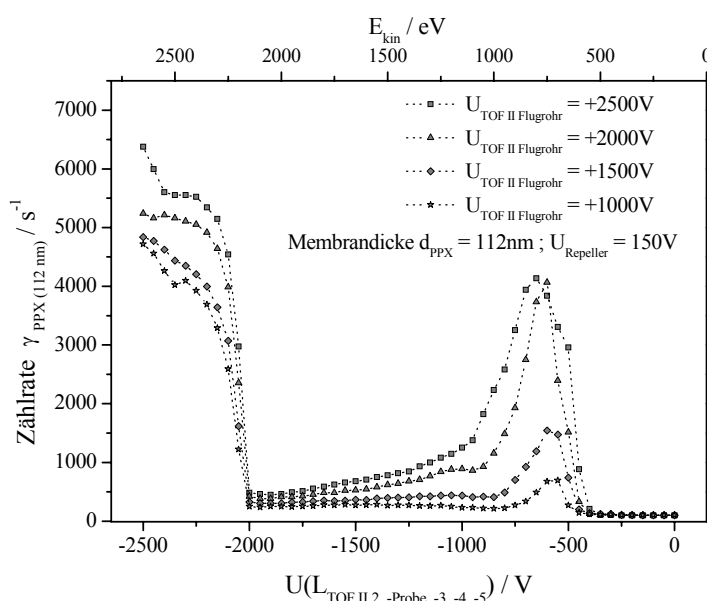
Unter Annahme der Emission von sekundären Elektronen mit kinetischen Energien  $E_{kin} < 50\text{eV}$  auf der Rückseite der PPX-Membran zeigt Abb. 4-21 die experimentellen Bedingungen auf, unter denen die Elektronen mit dem MCP-Detektor registriert werden können. Für  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) > -2000\text{V}$  sind die Elektronen auf Grund ihrer geringen kinetischen Energie nicht in der Lage das retardierende Potential der MCP's zu überwinden und an diesen detektiert zu werden. Bei einer Spannung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) \leq -2000\text{V}$  erreichen die Elektronen nach einer Beschleunigung durch Spannungen im Bereich von  $0\text{V}$  bis  $-2000\text{V}$  an  $U(L_{TOF II Flugrohr})$  den Detektor. In Abb. 4-21 ist dies der mit 1 gekennzeichnete Potentialbereich des Flugrohres. Die experimentellen Zählraten  $\gamma_{PPX(112nm)}$  der Messreihen für  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -500\text{V}$  und  $-1750\text{V}$  in Abb. 4-19 zeigen dieses Verhalten für niederenergetische Elektronen. Für Spannungen im Bereich  $-2500\text{V} < U(L_{TOF II Flugrohr}) < -2000\text{V}$  bildet das Potential des Flugrohres eine retardierende Potentialschwelle für Elektronen die bei Spannungen von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) > U(L_{TOF II Flugrohr})$  gebildet werden. Dies wird in Abb. 4-21 durch den Potentialbereich 2 des Flugrohres gekennzeichnet. Für Spannungen  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) \leq U(L_{TOF II Flugrohr})$  können die Elektronen den MCP-Detektor im Potentialbereich 2 erneut erreichen. Dieses Verhalten findet sich in Abb. 4-19 in der Messreihe mit  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -2300\text{V}$  wieder, in der die Schwelle der Zählraten  $\gamma_{PPX(112nm)}$  zur Spannung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -2300\text{V}$  und damit zu höheren kinetischen Energien verschoben ist. Für Spannungen im Bereich  $U(L_{TOF II Flugrohr}) < -2500\text{V}$  wird die Potentialschwelle über den beobachteten Bereich der Spannungen an der Membranhalterung verschoben, so dass an dieser Stelle keine niederenergetischen Elektronen die Schwelle überwinden können und durch den Detektor registriert werden. Dieser Bereich ist in Abb. 4-21 mit 3 gekennzeichnet und findet sich experimentell in der Messreihe für  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -2700\text{V}$  in Abb. 4-19 wieder.



**Abb. 4-21** Skizze zur Darstellung der Potentiale an Repeller, Membranhalterung ( $L_{TOF II 2}$ ,  $L_{TOF II Probe}$ ,  $L_{TOF II 3}$ ), den Linsen  $L_{TOF II 4}$ ,  $L_{TOF II 5}$ , dem Flugrohr und dem MCP-Detektor. Die skizzierten Potentialeinstellungen erläutern die Detektion von, auf der Rückseite der PPX-Membran austretenden, niederenergetischen  $e^-$  ( $E_{kin} < 50 eV$  &  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = 0V$  bis  $-2700V$ ).

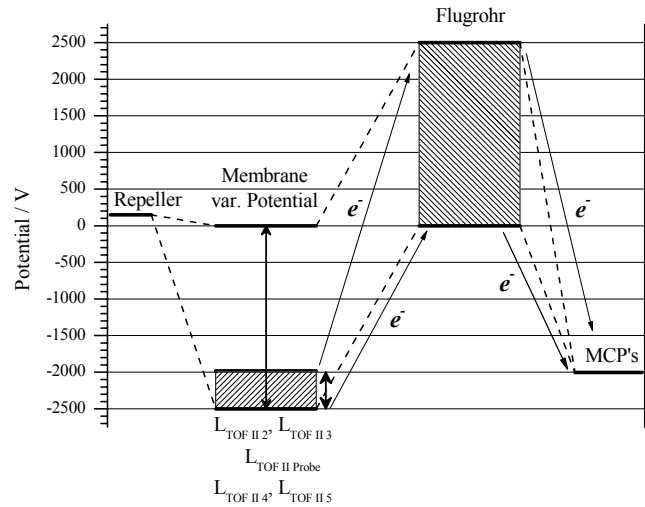
In Abb. 4-22 ist eine Auswahl der experimentellen Messreihen der Abb. 4-16 des Spannungsbereiches  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = 0V$  bis  $+2500V$  dargestellt; konkret die Messreihen für  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = +1000V$ ,  $+1500V$ ,  $+2000V$  und  $+2500V$ . Die Spannungen am Flugrohr wirken für Kationen in diesem Fall als retardierendes Potential wohingegen sie für Elektronen als attraktives Potential wirken. Im Bereich  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) < -2000V$ , d. h. für kinetische Energien  $E_{kin} > 2150 eV$ , werden am Detektor Zählraten im Bereich  $\gamma_{PPX(112nm)} = 4000-6000 s^{-1}$  registriert. Auch hier wird ein starker Anstieg der Zählraten an der Schwelle von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -2000V$  verzeichnet. Mit zunehmender positiver Spannung  $U(L_{TOF II Flugrohr})$  erhöht sich die Zählrate  $\gamma_{PPX(112nm)}$ , was auf die attraktive Wirkung des Potentials bezüglich der detektierten Spezies hindeutet. Wie an Hand der Potentialdarstellung in Abb. 4-23 deutlich wird, kann das Verhalten der Zählraten  $\gamma_{PPX(112nm)}$  für diesen Bereich erneut unter der Annahme von niederenergetische Elektronen, welche auf der Rückseite der Membran austreten, erklärt werden. Für Spannungen im Bereich  $-1000V < U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) < -400V$ , d. h. für kinetische Energien von  $E_{kin} = 550-1150 eV$  der auf die Membran auftreffenden Alkaliionen, werden am Detektor Zählraten  $\gamma_{PPX(112nm)}$  registriert. Das Maximum des gemessenen Signals wird bei  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) \approx -600V$ , d. h. bei einer Energie von  $E_{kin} = 750 eV$ , beobachtet. Die Zählraten der in Abb. 4-22 gezeigten Messreihen liegen im Bereich von  $\gamma_{PPX(112nm)} = 500-4500 s^{-1}$  für  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = +1000V$  bis  $+2500V$ . Wie für den Bereich  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) < -2000V$  bzw. für höhere kinetische Energien steigt

die detektierte Zählrate mit zunehmend attraktiver Spannung des Flugrohres. Erneut lässt sich dies auf die sammelnde Wirkung der Ionenoptik für negativ geladene Teilchen zurückführen. Hierbei werden im vorliegenden Fall die Trajektorien von negativen Spezies mit größeren Emissionswinkeln  $\varphi$ , in Bezug zur Flächennormalen der Membranrückseite, beim Austritt aus der Membran durch ein steigendes attraktives Potential auf den Detektor abgebildet. Die Potentialdarstellung in Abb. 4-24 verdeutlicht dass die beobachteten Zählraten  $\gamma_{PPX(112nm)}$  unter der Annahme von hoch-energetische Elektronen, welche durch Wechselwirkung der  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen mit der PPX-Membran erzeugt werden, erklärt werden können.



**Abb. 4-22** Experimentelle Ergebnisse der detektierten Zählraten  $\gamma_{PPX(112nm)}$  bei Variation der Spannung an der Membranhaltung im Wertebereich  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = 0\text{V}$  bis  $-2500\text{V}$  bzw. der kinetischen Energie  $E_{kin} = 150\text{--}2650\text{eV}$  ( $d_{PPX} = 112\text{nm}$ ). Dargestellt sind einzelne Messreihen für  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = +1000\text{V}$ ;  $+1500\text{V}$ ;  $+2000\text{V}$  und  $+2500\text{V}$ .

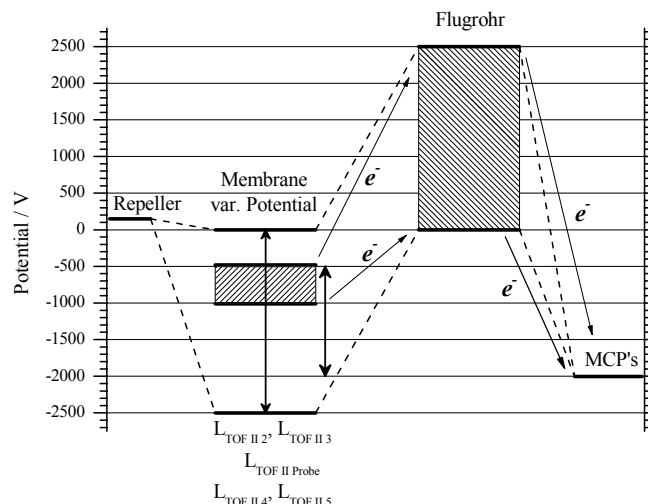
In der Potentialdarstellung Abb. 4-23 wirkt die Spannung von  $-2000\text{V}$  am MCP-Detektor erneut als retardierende Potentialschwelle für negative Teilchen. Da auch in Abb. 4-22 die Messreihen mit einer Schrittweite von  $50\text{V}$  aufgezeichnet wurden ist der sprunghafte Anstieg der Zählraten  $\gamma_{PPX(112nm)}$ , für Spannungen  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) < -2000\text{V}$ , nur erklärbar wenn es sich dabei um Elektronen mit einer kinetischen Energie  $E_{kin} < 50\text{eV}$  handelt. Andererseits ist, wie die Abb. 4-23 zeigt, für Spannungen im Bereich  $-2000\text{V} < U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) < 0\text{V}$  eine kinetische Energie der Elektronen von  $E_{kin} < 50\text{eV}$  nicht ausreichend um die Potentialschwelle der Detektorspannung zu überwinden.



**Abb. 4-23** Skizze zur Darstellung der Potentiale an Repeller, Membranhalterung ( $L_{TOF II 2}$ ,  $L_{TOF II Probe}$ ,  $L_{TOF II 3}$ ), den Linsen  $L_{TOF II 4}$ ,  $L_{TOF II 5}$ , dem Flugrohr und dem MCP-Detektor. Die skizzierten Potentialeinstellungen erläutern die Detektion von, auf der Rückseite der PPX-Membran austretenden, niederenergetischen  $e^-$  ( $E_{kin} < 50 eV$  &  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = 0V$  bis  $+2500V$ ).

Die nachfolgende Potentialdarstellung der Abb. 4-24 verdeutlicht das Verhalten der Zählraten  $\gamma_{PPX(112nm)}$  für Spannungen an der Membranhalterung und den Linsen  $L_{TOF II 4}$ ,  $L_{TOF II 5}$  im Bereich von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -500V$  bis  $-1000V$ . Die Detektion von positiven Ionen kann an dieser Stelle auf Grund des Signalverlaufes von  $\gamma_{PPX(112nm)}$  in Abb. 4-16 und Abb. 4-22 für steigende positive Werte von  $U(L_{TOF II Flugrohr})$  ausgeschlossen werden. Für Elektronen die in diesem Spannungsbereich der Membranhalterung aus der Rückseite der PPX-Membran in Richtung des Detektors emittiert werden, bildet auch diesmal die negative Spannung von  $-2000V$  am Detektor eine entsprechende Potentialbarriere die vor einer Detektion an den MCP's überwunden werden muss. Damit wird aus Abb. 4-24 deutlich das die in der Membran erzeugten Elektronen kinetische Energie im Bereich von  $E_{kin} = 1000 - 1500 eV$  besitzen müssen. Im Maximum der Zählraten beträgt der Wert  $E_{kin} = 1450 eV$ . Elektronen mit solch hohen Werten der kinetischen Energie könnten durch Auger-Elektronen aus inneren Schalen der  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen erklärt werden [232]. Der Prozess durch den die Lochzustände der inneren Schalen hierbei entstehen und anschließend zu einer Emission von Auger-Elektronen mit entsprechend hoher kinetischer Energie führen, bleibt an dieser Stelle jedoch noch ungeklärt. In Abb. 4-19 findet unterhalb von Spannungen  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -500V$  ein Rückgang der Zählraten  $\gamma_{PPX(112nm)}$  der transmittierten  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen statt. Wie bereits erwähnt, kann dieses durch konkurrierende Prozesse

verursacht werden. Die in Abb. 4-22 für Spannungen  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) < -400V$  entstehenden Elektronen könnten ein solcher konkurrierender Prozess darstellen.



**Abb. 4-24** Skizze zur Darstellung der Potentiale an Repeller, Membranhaltung ( $L_{TOF II 2}$ ,  $L_{TOF II Probe}$ ,  $L_{TOF II 3}$ ), den Linsen  $L_{TOF II 4}$ ,  $L_{TOF II 5}$ , dem Flugrohr und dem MCP-Detektor. Die skizzierten Potentialeinstellungen erläutern die Detektion von, auf der Rückseite der PPX-Membran austretenden, höherenergetischen  $e^-$  ( $E_{kin} > 1000-1500 eV$  &  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = 0V$  bis  $+2500V$ ).

### Analyse der experimentellen Daten der Membrandicke $d_{PPX} = 2.8 \mu m$

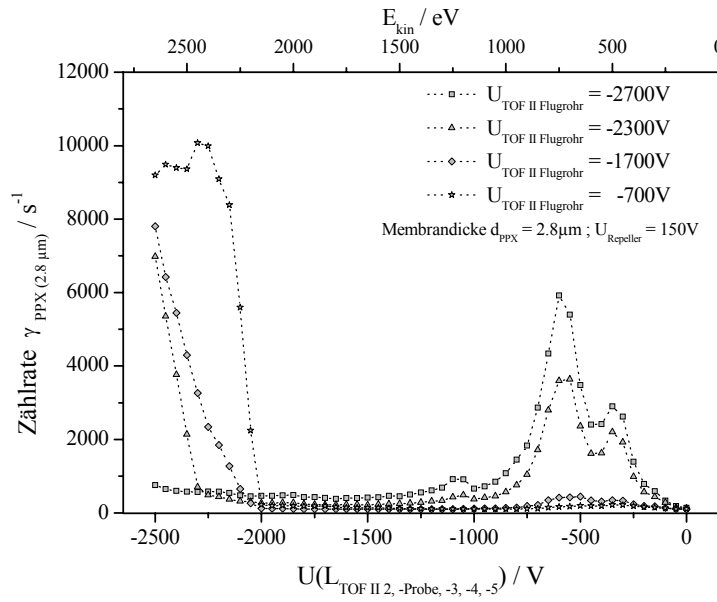
In Abb. 4-25 sind ausgewählte Messreihen der Abb. 4-17 des Spannungsbereiches  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = 0V$  bis  $-2700V$  dargestellt. Gezeigt werden explizit die experimentellen Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  für  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -700V$ ,  $-1700V$ ,  $-2300V$  und  $-2700V$ . Auch in diesen Fällen wurden die Messreihen durch Variation der Spannung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$ , an der Membranhaltung und den Linsen  $L_{TOF II 4}$ ,  $L_{TOF II 5}$ , von  $0V$  bis  $-2500V$  mit einer Schrittweite von  $50V$  und anschließender Detektion der Zählraten am MCP-Detektor generiert.

Bei einer Spannung von  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -700V$  wird für diese Messreihe im Bereich von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = 0V$  bis  $-750V$  ein Signal mit Maxima bei  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) \approx -350V$  und  $\approx -550V$  beobachtet. Hierbei werden aber im Gegensatz zur Membran mit einer Dicke  $d_{PPX} = 112nm$  vergleichsweise geringere Zählraten von  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)} \approx 200s^{-1}$  beobachtet. Diese liegen damit nur geringfügig oberhalb des Untergrundsignals von  $\gamma_U \approx 100s^{-1}$ . Die Maxima des Signals entsprechen einer kinetischen Energie der Alkaliionen des Ionenstrahls von  $E_{kin} = 500eV$  und  $E_{kin} = 700eV$ . Für Spannungen  $U(L_{TOF II Flugrohr}) > -500V$  bzw.  $U(L_{TOF II Flugrohr}) > -300V$  ist im Rahmen der Messgenauigkeit das



Signal vom Untergrundsignal nicht mehr zu unterscheiden ( $\gamma_{PPX(2.8\mu m)} \approx \gamma_U$ ). Für Spannungen  $U(L_{TOF II Flugrohr}) \leq -700V$  können die Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$ , wie im Falle der  $112nm$  dicken Membran, als transmittierte Kationen, speziell  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen, identifiziert werden. Wie die Messung für  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -1700V$  zeigt steigen die Zählraten mit zunehmendem negativem Potential am Flugrohr nur unwesentlich an, erst unterhalb von Spannungen  $U(L_{TOF II Flugrohr}) \leq -1900V$  sind Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)} > 500s^{-1}$  zu beobachten. Unterhalb von  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -1900V$  steigen die Zählraten stark an wie an den Messreihen mit  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -2300V$  und  $-2700V$  abzulesen ist. Die Zählraten erreichen hier in den beiden Maxima Werte von  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)} \approx 2900s^{-1}$  und  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)} \approx 5900s^{-1}$ . Wie für die Membran der Dicke  $d_{PPX} = 112nm$  wird dieses Verhalten der Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  nachfolgend mittels SIMION Simulationen analysiert und erklärt werden. Die Analyse das es sich bei den Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  im Bereich von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = 0V$  bis  $-1000V$  um durch die Membran transmittierte  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen handelt folgt der gleichen Argumentation wie zuvor bei  $d_{PPX} = 112nm$  und kann mittels der Potentialdarstellung in Abb. 4-20 verifiziert werden. Das Maximum der  $2.8\mu m$  dicken PPX-Membran, bei  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) \approx -550V$ , scheint gegenüber dem Maximum der  $112nm$  dicken Membran, bei  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -250V$ , zu größeren kinetischen Energien der auftreffenden  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen verschoben zu sein [16].

Das Verhalten der Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  für Spannungen von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) \leq -2000V$  zeigt sich nahezu identisch zu dem der Zählraten  $\gamma_{PPX(112nm)}$ , mit dem Unterschied das für  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  höhere Werte im Bereich von  $6000s^{-1}$  bis  $10000s^{-1}$  in Abb. 4-25 erreicht werden. Auch hier findet sich für Spannungen  $U(L_{TOF II Flugrohr}) \geq -2000V$  ein steiler Anstieg der Zählraten bei einer Spannung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -2000V$ , wie dies die Messreihen für  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -700V$  und  $-1700V$  belegen. Für Spannungen von  $U(L_{TOF II Flugrohr}) < -2000V$  verschiebt sich die Potentialschwelle an der der Anstieg der Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  gemessen wird mit der jeweiligen Spannung von  $U(L_{TOF II Flugrohr})$ . So zeigt die Messreihe mit  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -2300V$  eine Schwelle bei  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -2300V$ . Die Messreihe mit  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -2700V$  verschiebt die Schwelle über den experimentell beobachteten Bereich der Spannungen an der Membranhaltung und  $L_{TOF II 4}$ ,  $L_{TOF II 5}$  hinaus, sodass diese dort nicht beobachtet werden kann. Auch in diesem Fall lässt sich der Verlauf der Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$ , in diesem Bereich der Spannungen an der Membranhaltung und den Linsen und  $L_{TOF II 4}$ ,  $L_{TOF II 5}$ , durch die Annahme von, an der Rückseite der Membran emittierten bzw. austretenden, niederenergetischen Elektronen, mit einer kinetischen Energie  $E_{kin} < 50eV$ , erklären. Die Argumentation zur Analyse und Annahme von Elektronen mit  $E_{kin} < 50eV$  kann erneut durch die Potentialdarstellung der Abb. 4-21 geführt werden.

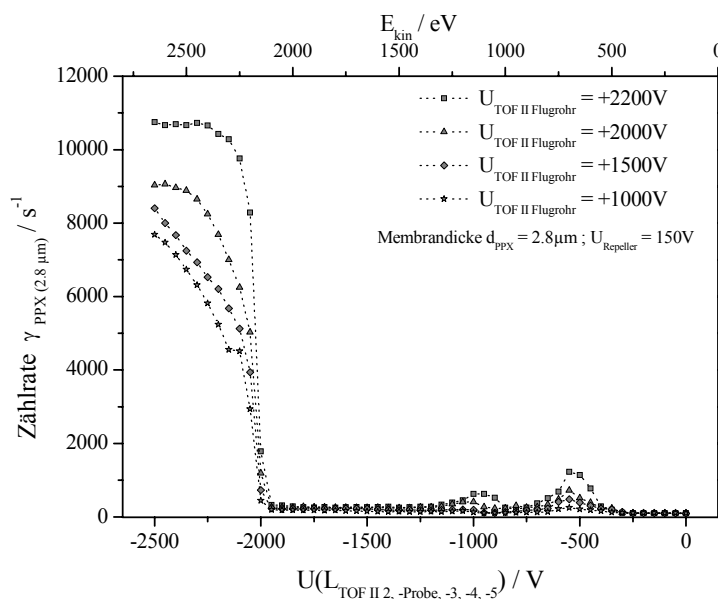


**Abb. 4-25** Experimentelle Ergebnisse der detektierten Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  bei Variation der Spannung an der Membranhaltung im Wertebereich  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=0V$  bis  $-2500V$  bzw. der kinetischen Energie  $E_{kin}=150-2650eV$  ( $d_{PPX}=2.8\mu m$ ). Dargestellt sind einzelne Messreihen für  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-700V$ ;  $-1700V$ ;  $-2300V$  und  $-2700$  [16].

Die Abb. 4-26 zeigt ausgewählte Messreihen der Abb. 4-18 für den Spannungsbereich von  $U(L_{TOF II Flugrohr})=0V$  bis  $+2500V$ . Dargestellt sind dort die experimentellen Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  der Messreihen für  $U(L_{TOF II Flugrohr})=+1000V$ ,  $+1500V$ ,  $+2000V$  und  $+2200V$ . Wie zuvor wurden die Messreihen durch Variation der Spannung an der Membranhaltung,  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$ , von  $0V$  bis  $-2500V$  mit einer Schrittweite von  $50V$  und anschließender Detektion der Zählraten am MCP-Detektor generiert.

Die Ergebnisse der in Abb. 4-26 aufgeführten Messreihen weisen für  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})\leq -2000V$  ein vergleichbares Verhalten der Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  zu den Zählraten  $\gamma_{PPX(112nm)}$  der Abb. 4-22 im entsprechenden Spannungsbereich auf. Auch hier wird an der durch das Potential der MCP-Spannung hervorgerufenen Schwelle von  $-2000V$  ein steiler Anstieg der Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  beobachtet. Mit steigender positiver Spannung  $U(L_{TOF II Flugrohr})$  wirkt diese offensichtlich als zunehmend attraktives Potential auf die detektierten Teilchen und verursacht so zunehmende Zählraten im Wertebereich von  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}=8000-11000s^{-1}$  für die hier dargestellten Messreihen. Wie in Abb. 4-22 kann dieses Verhalten der Zählraten an Hand der Potentialdarstellung in Abb. 4-23 unter Annahme von rückseitig der Membran emittierten Elektronen, mit kinetischen Energien von  $E_{kin}<50eV$ , hinreichend erklärt werden. Die Werte der Zählraten von  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  sind wie bereits in Abb. 4-25 größer als im vergleichbaren Spannungsbereich der Abb. 4-22.

Im Spannungsbereich  $-1250V < U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) < -250V$  werden steigende Werte der Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  mit zunehmend positiver Spannung des Flugrohres registriert. Hierbei treten zwei Maxima bei  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -550V$  und  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -1050V$  auf. Diese werden erstmals bei einer positiven Spannung von  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = +500V$  mit Zählraten von  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)} \approx 160s^{-1}$  bei  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -550V$  und  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)} \approx 130s^{-1}$  bei  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -1050V$  beobachtet (siehe hierzu auch die im Anhang 8.4.1 aufgeführten Abbildungen der Messreihen). Für Spannungen  $U(L_{TOF II Flugrohr}) < +2000V$  sind die Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)} < 1000s^{-1}$  und überschreiten auch für Spannungen  $U(L_{TOF II Flugrohr}) > +2000V$  die Werte von  $2000s^{-1}$  nicht (siehe Abb. 4-26). Im Vergleich zu den Zählraten  $\gamma_{PPX(112nm)}$  der dünnen PPX-Membran werden damit über den gesamten Bereich des attraktiven Potentials wesentlich geringere Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  gemessen. Im Maximum der Zählraten  $\gamma_{PPX(112nm)}$  bei  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) \approx -600V$  ist dies ein Faktor von  $\approx 2$  gegenüber dem Maximum der Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  bei  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -550V$ . Das Verhalten der Zählraten kann mit der Potentialdarstellung in Abb. 4-24 unter der Annahme von Elektronen höherer kinetischer Energien erklärt werden. Dabei sind für die kinetischen Energien der Elektronen in den Maxima bei  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -550V$  Werte von  $E_{kin} = 1450eV$  und bei  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -1050V$  Werte von  $E_{kin} = 950eV$  anzunehmen. Auch in diesem Fall könnten Elektronen mit solch hohen Werten der kinetischen Energie durch Auger-Elektronen aus inneren Schalen der  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen erklärt werden [232]. Wie zuvor bleibt der Prozess durch den die Lochzustände der inneren Schalen entstehen noch ungeklärt. Festzuhalten ist an dieser Stelle das für die Zählraten im Bereich der hochenergetischen Elektronen  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)} < \gamma_{PPX(112nm)}$  sind und im Bereich der niederenergetischen Elektronen, d. h. für  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) < -2000V$ , die Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)} > \gamma_{PPX(112nm)}$  sind. Ein solches Verhalten ist aber konsistent mit Angaben aus der Literatur [34], wonach in Isolatoren die Dämpfung der kinetischen Energie der erzeugten Auger-Elektronen nur bis zu einem minimalen Wert erfolgen kann. Ist dieser minimale Wert der kinetischen Energie erreicht, können die Elektronen keine Energie durch inelastische Stöße mit dem Festkörper an diesen abgeben. Folglich erwartet man für die Zählraten der niederenergetischen Elektronen bei einer dickeren Membran größere Werte für  $\gamma$  als bei einer dünnen Membran. Hierbei wird, auf Grund der größeren Schichtdicke  $d_{PPX}$ , ein größerer Anteil der hochenergetischen Elektronen durch inelastische Dämpfung in niederenergetische Elektronen umgewandelt. Einen weiteren Aufschluss dieses Zusammenhanges zwischen der Schichtdicke  $d_{PPX}$  und den Zählraten  $\gamma$  der beobachteten Elektronen könnten zukünftige Messungen mit unterschiedlichen Schichtdicken  $d_{PPX}$  erbringen.

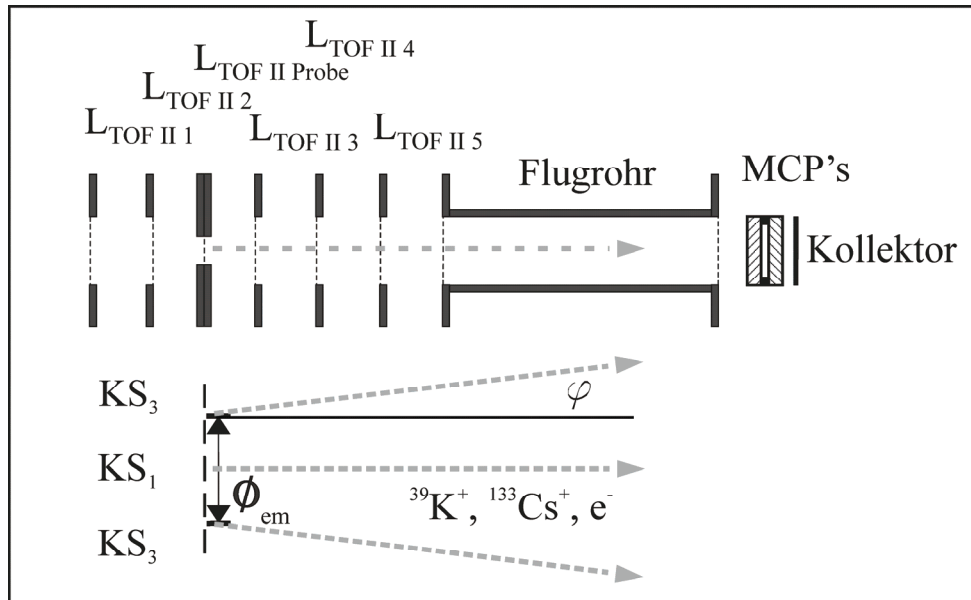


**Abb. 4-26** Experimentelle Ergebnisse der detektierten Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  bei Variation der Spannung an der Membranhaltung im Wertebereich  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=0V$  bis  $-2500V$  bzw. der kinetischen Energie  $E_{kin}=150-2650eV$  ( $d_{PPX}=2.8\mu m$ ). Dargestellt sind einzelne Messreihen für  $U(L_{TOF II Flugrohr})=+1000V$ ;  $+1500V$ ;  $+2000V$  und  $+2200V$ .

### Analyse unter Verwendung von SIMION Simulationen

In den nachstehenden Unterkapiteln wurden mit Hilfe des Programms SIMION Simulationsrechnungen durchgeführt. Das Verhalten der in den Abb. 4-15 bis Abb. 4-18 dargestellten experimentellen Zählraten  $\gamma_{PPX(112nm)}$  und  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  kann an Hand der Simulationen weitergehend analysiert werden. Der experimentelle Aufbau wurde hierzu in SIMION programmiert und entsprechend umgesetzt. Abb. 4-27 zeigt eine Skizze des in SIMION verwendeten Aufbaus des Flugzeit-Massenspektrometers II (TOF II). Neben dem MCP-Detektor ist die zugehörige Ionenoptik, bestehend aus den Linsen  $L_{TOF II 1}$ , der Probenhalterung, welche aus  $L_{TOF II 2}$ ,  $L_{TOF II Probe}$  und  $L_{TOF II 3}$  besteht, den Linsen  $L_{TOF II 4}$ ,  $L_{TOF II 5}$  und dem Flugrohr dargestellt. Durch Variation der Potentiale, dieser genannten Elemente, kann die jeweilige experimentelle Situation simuliert werden. SIMION erlaubt es dem Anwender in diesem Falle nicht die Wechselwirkung der auftreffenden Ionen mit der hier verwendeten PPX-Membran zu berechnen. Es gestattet aber eine Analyse der auf der Rückseite der Membran austretenden Spezies hinsichtlich ihres Verhaltens innerhalb der elektrostatischen Felder der verwendeten Ionenoptik. Neben den bereits genannten variablen Potentialen der Ionenoptik wurden weitere, in Abb. 4-27 skizzierte, Parameter variiert. Dazu gehörten die jeweils zu analysierenden Spezies, hier Elektronen,  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen und deren kinetische Energien  $E_{kin}(e^-)$ ,  $E_{kin}(^{39}K^+)$  und  $E_{kin}(^{133}Cs^+)$  auf der Rückseite der PPX-Membran in

Strahlrichtung. Weitere in den durchgeführten Simulationen verwandte Variablen waren der Emissionsdurchmesser  $\varnothing_{em}$ , der Emissionswinkel  $\varphi$  und die Teilchenanzahlen  $N(^{39}K^+)$ ,  $N(^{133}Cs^+)$  und  $N(e^-)$ . Hierdurch werden die Ortskoordinaten der Ionen oder Elektronen und deren Divergenz bezüglich der Flächennormalen der Membranrückseite definiert. SIMION der Version 7.0 ermöglicht es dem Anwender nicht die Potential- und Feldverläufe an Isolatormaterialien und hier speziell der experimentell in die Ionenoptik integrierten Membran zu simulieren. Um dennoch den Einfluss von Aufladungseffekten an der Membranvorderseite, hervorgerufen durch den Ionenstrahl, und den Einfluss von Oberflächenladungen an der Membranrückseite untersuchen zu können, wurden die beiden Oberflächen der Membran in Form einer zentralen Kreisoberfläche  $KS_1$ , mit einem Durchmesser von  $d_{KS}=500\mu m$ , und sechs weiteren Kreisringen  $KS_2$  bis  $KS_7$ , mit einer jeweiligen Breite von  $b_{KS}=500\mu m$  und Abständen  $a_{KS}=250\mu m$ , wie in Abb. 4-27 angedeutet, simuliert. Durch separate Wahl der Potentiale an  $KS_1$  bis  $KS_7$  kann so eine radialsymmetrische Potentialverteilung bzw. Oberflächenladung in Bezug zur Membranhalterung generiert und deren Einfluss auf die Ionen- bzw. Elektronentrajektorien und deren weitere Parameter untersucht werden. Die in den Ergebnissen und Grafiken der Simulationen angegebenen Zählraten  $\gamma_{SIMION}$  geben die Anzahl der am MCP-Detektor der Simulation auftreffenden Ionen oder Elektronen wieder und sind damit folgerichtig dimensionslos.



**Abb. 4-27** Skizze zu den nachfolgend mit SIMION durchgeführten Simulationen. Dargestellt ist die Simulationsanordnung des TOF II mit entsprechender Ionenoptik und den in den Simulationen variierten Parametern  $U(KS_1)$  bis  $U(KS_7)$ ,  $\varnothing_{em}$ ,  $\varphi$ , simulierte Spezies  $^{39}K^+$ ,  $^{133}Cs^+$  oder  $e^-$  und deren kinetische Energien  $E_{kin} (^{39}K^+)$ ,  $E_{kin} (^{133}Cs^+)$ ,  $E_{kin} (e^-)$ .

### SIMION Simulationen zur Transmission von $^{39}\text{K}^+$ - und $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen

Zunächst wurden Simulationen zum Verhalten der experimentellen Zählraten  $\gamma_{PPX}$  der Abb. 4-15 und Abb. 4-17 im Spannungsbereich  $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}})=0V$  bis  $-2700V$  und den Spannungen  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-250V, -350V, -550V$  und  $-800V$  vorgenommen. Dabei kennzeichnen die obigen Werte der Spannung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$  die experimentell beobachteten Maxima der Abb. 4-15 und Abb. 4-17. Die vorangegangenen Analysen und Überlegungen zeigen deutlich, dass es sich in diesem Bereich der negativen Spannungen von  $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}})$  bei den detektierten Zählraten  $\gamma_{PPX}$  um durch die Membran transmittierte  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen handelt. Nachfolgende Berechnungen mit SIMION bestätigen diese Analysen und zeigen weitere Eigenschaften der transmittierten Ionen auf.

Die experimentellen Daten der Zählraten  $\gamma_{PPX(112nm)}$  der Abbildungen Abb. 8-20 und Abb. 8-21 im Anhang zeigen das für Werte  $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}})<-250V$  Zählraten oberhalb des Untergrundsignals beobachtet werden. Da das Potential des Flugrohres im Bereich von  $0V$  bis  $-250V$  als Barriere für positiv geladene Teilchen wirkt, kann aus obigem experimentellen Ergebnis für die kinetischen Energien  $E_{kin}(^{39}\text{K}^+)$  und  $E_{kin}(^{133}\text{Cs}^+)$ , der transmittierten  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen, eine Obergrenze von einigen Elektronenvolt an der Rückseite der Membran abgeschätzt werden. Weiterhin erscheint es an dieser Stelle physikalisch sinnvoll zu sein von der Annahme auszugehen, dass die Ionen beim Durchgang durch die Membran den wesentlichen Teil ihrer kinetischen Energie durch Wechselwirkungsprozesse verlieren. Diese Überlegungen werden durch weitere Simulationen mit variierten kinetischen Energien der Ionen gestützt. In Abb. 4-28 a) und b) sind Simulationen zu den beobachteten Maxima der PPX-Membran mit  $d_{PPX}=112nm$  gezeigt. Aufgetragen sind die Zählraten  $\gamma_{SIMION}$  simulierter  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen mit einer kinetischen Energie  $E_{kin}(^{133}\text{Cs}^+)=10eV$ , einem Divergenzwinkel  $\varphi=0^\circ$ , einem Emissionsdurchmesser  $\varnothing_{em}=2mm$  und einer Ionenanzahl  $N(^{133}\text{Cs}^+)=801$ . Für  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-250V$  wurden Spannungen an der Membranrückseite von  $U(KS_1)=-200V$ ,  $U(KS_2)=-225V$  und  $U(KS_3)-U(KS_7)=-250V$  verwandt und bei einer Spannung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-800V$  Spannungen von  $U(KS_1)=-750V$ ,  $U(KS_2)=-775V$  und  $U(KS_3)-U(KS_7)=-800V$ . Damit wird mit der Simulation ein achsenparalleler Ionenstrahl aus  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen an der Rückseite der Membranoberfläche generiert der in Folge der Wechselwirkung mit der angenommenen Ladungsverteilung auf der Membranrückseite die Zählraten  $\gamma_{SIMION}$  der Abb. 4-28 erzeugt. Diese Ladungsverteilung entspricht einer Flächenladungsdichte von  $\sigma(KS_1)=4.427*10^{-8}Cm^{-2}$  auf der Kreisfläche  $KS_1$  und einer Flächenladungsdichte von  $\sigma(KS_2)=2.2135*10^{-8}Cm^{-2}$  auf dem Kreisring  $KS_2$  gemäß:

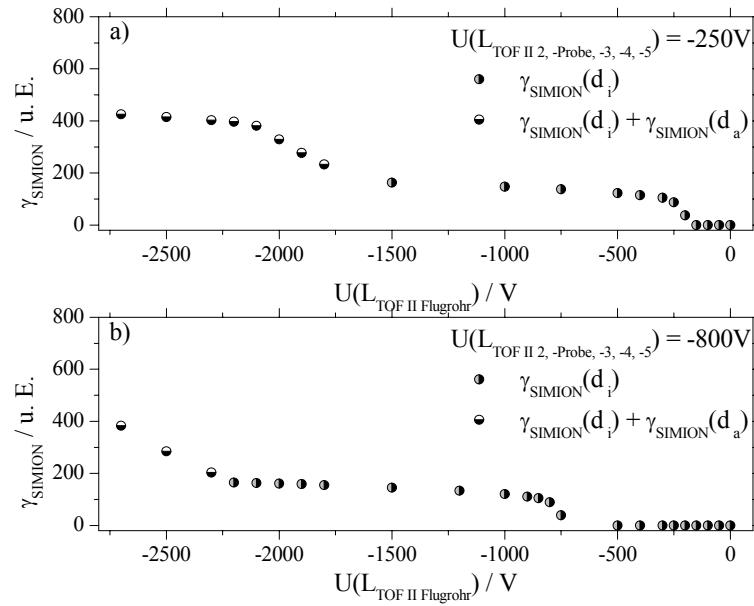
$$\begin{aligned} |\vec{E}| &= \frac{U}{d_{p-3}} = \frac{Nq}{\epsilon_0 A} = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \\ \Rightarrow \sigma &= \frac{U \epsilon_0}{d_{p-3}} \end{aligned} \quad (4.20)$$

Dabei ist  $d_{p-3}$  der Abstand zwischen der Membranrückseite und der Linse  $L_{TOF II 3}$ . Der Wert der Flächenladungsdichte  $\sigma(KS_1)$  entspricht damit einer Anzahl von  $N \approx 54000$  Elementarladungen  $q$  auf der Kreisfläche von  $KS_1$  und  $\sigma(KS_2)$  entsprechend einer Anzahl von  $N \approx 27000$  Elementarladungen  $q$  auf der Fläche des Kreisringes  $KS_2$ . Die Zählraten  $\gamma_{SIMION}$  der Abb. 4-28 a) und b) zeigen bei einer Spannung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -250V$  und  $-800V$  in Abhängigkeit von der attraktiven Spannung am Flugrohr  $U(L_{TOF II Flugrohr})$  jeweils zwei signifikante Anstiege. Zunächst werden erste Zählraten für  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -200V$  und  $-750V$  mit einem anschließenden schnellen Anstieg der Zählraten  $\gamma_{SIMION}$  über einen Spannungsbereich von ca.  $150V$  auf Werte von  $\gamma_{SIMION} \approx 110$  beobachtet. Mit zunehmend negativen Werten  $U(L_{TOF II Flugrohr})$  erfolgt ein moderater Anstieg der Zählraten mit Werten im Bereich von  $\gamma_{SIMION} \approx 110-190$ . Der zweite Anstieg der simulierten Zählraten erfolgt in Abb. 4-28 a) bei einer Spannung von  $U(L_{TOF II Flugrohr}) \approx -1800V$ , in Abb. 4-28 b) bei einer Spannung von  $U(L_{TOF II Flugrohr}) \approx -2300V$  über einen Spannungsbereich von ca.  $400V$ . In beiden Fällen werden nach dem Anstieg Zählraten im Wert von  $\gamma_{SIMION} \approx 400$  erhalten. Unterhalb einer Spannung von  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -2200V$  erfolgt in Abb. 4-28 a) erneut ein moderater Anstieg der Zählraten  $\gamma_{SIMION}$ . Die genaue Analyse der simulierten Trajektorien der  $^{133}Cs^+$ -Ionen liefert die Ursachen für dieses Verhalten der Zählraten  $\gamma_{SIMION}$ . Dabei wird zunächst deutlich, dass das verwendete Potential an  $KS_1$  eine Beschleunigung der Ionen und folglich eine Erhöhung der kinetischen Energie  $E_{kin}(^{133}Cs^+)$  um  $50eV$  zur Folge hat. Damit erklärt sich das für  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -250V$  erste Zählraten  $\gamma_{SIMION}$  bei einer Spannung  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -200V$  beobachtet werden. Die gleiche Überlegung liefert das Verhalten von  $\gamma_{SIMION}$  für  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -800V$  bei der Spannung  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -750V$ . Im Weiteren zeigen die simulierten Trajektorien dass in Folge der Potentiale an  $KS_1$  und  $KS_2$  die  $^{133}Cs^+$ -Ionen, des anfänglich achsenparallelen  $^{133}Cs^+$ -Ionenstrahles ( $\varphi = 0^\circ$ ), in Abhängigkeit von deren Emissionsdurchmesser  $\varnothing_{em}$ , variierende Divergenzwinkel  $\varphi$  besitzen. Dies führt zu einer Aufspaltung des Ionenstrahles in zwei Teilstrahlen. Dabei erzeugt der zentrale Teilstrahl, mit einem mit  $U(L_{TOF II Flugrohr})$  variierenden Durchmesser  $d_i$ , die in Abb. 4-28 und Abb. 4-29 mit  $\gamma_{SIMION}(d_i)$  bezeichneten Zählraten. Der zweite Strahl in Form eines Kreisstrahls, mit einer mit  $U(L_{TOF II Flugrohr})$  variierenden Breite  $d_a$ , erzeugt bei niedrigen Spannungen  $U(L_{TOF II Flugrohr})$  Zählraten die als additiver Term  $\gamma_{SIMION}(d_a)$  zu den Zählraten  $\gamma_{SIMION}(d_i)$  hinzukommen. Dies heißt die Trajektorien der  $^{133}Cs^+$ -Ionen des zweiten Teilstrahls

werden mit zunehmend negativen Werten von  $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}})$  auf dem Detektor abgebildet und führen zu steigenden Werten der Zählraten. Im Rahmen der durchgeführten Simulationen führte nur die Verwendung von Potentialen bzw. Oberflächenladungen an der Membranrückseite zu einem Verhalten der simulierten Zählraten mit zwei signifikanten Anstiegen der Werte für  $\gamma_{SIMION}$ . Der direkte Vergleich der simulierten Zählraten  $\gamma_{SIMION}$  mit den experimentellen Zählraten  $\gamma_{PPX(112nm)}$  für Spannungen an der Probenhalterung und den Linsen  $L_{TOF II 4}$ ,  $L_{TOF II 5}$   $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -250V$  und  $-800V$  ist im Anhang in Abb. 8-48 a) und b) aufgeführt. Die simulierten Zählraten geben für beide Werte von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$  den generellen Verlauf der experimentellen Daten gut wieder. In beiden Fällen der Spannungen von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -250V$  und  $-800V$  findet sich ein starker Anstiege der Werte von  $\gamma_{PPX(112nm)}$  bei negativen Werten von  $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}}) \leq -1750V$  (Abb. 8-48 a)) und  $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}}) \leq -2200V$  (Abb. 8-48 b)). Die experimentellen Zählraten  $\gamma_{PPX(112nm)}$  für Spannungen im Bereich  $-250V > U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}}) > -1750V$  in Abb. 8-48 a) zeigen einen ähnlich moderaten Anstieg der Werte wie die entsprechende Simulation. Erste Zählraten werden hier wie gezeigt bei  $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}}) < -250V$  beobachtet. Ein Vergleich der Absolutwerte der simulierten Zählraten  $\gamma_{SIMION}$  mit den experimentellen Zählraten  $\gamma_{PPX(112nm)}$  in Abb. 8-48 a) zeigt das in diesem Spannungsbereich die Werte für  $\gamma_{SIMION}$  zu hoch ausfallen. In Abb. 8-48 b) treten für Spannungen im Bereich  $-850V > U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}}) > -2200V$  keine experimentellen Zählraten  $\gamma_{PPX(112nm)}$  auf. Auch hier sind somit die simulierten Zählraten überrepräsentiert. Dies lässt an dieser Stelle den Schluss zu, dass der additive Term  $\gamma_{SIMION}(d_i)$  des zentralen Strahles der  $^{133}Cs^+$ -Ionen aus den Simulationen einen zu hohen Anteil an den Zählraten  $\gamma_{SIMION}$  beiträgt. Eine Verteilungsfunktion der Anzahl  $N(^{133}Cs^+)$  der simulierten  $^{133}Cs^+$ -Ionen mit einer zunehmenden Anzahl von  $^{133}Cs^+$ -Ionen für größer werdende Werte des Emissionsdurchmesser  $\varnothing_{em}$  führt folglich zu einer höheren Gewichtung des additiven Anteiles  $\gamma_{SIMION}(d_a)$  der gesamten Zählraten  $\gamma_{SIMION}$ . Entsprechend kann hierdurch eine bessere Anpassung der simulierten Werte von  $\gamma_{SIMION}$  an die experimentellen Ergebnisse der Zählraten  $\gamma_{PPX(112nm)}$  erfolgen. Damit können mit den SIMION Simulationen adäquate Informationen über die kinetische Energie und die Verteilungsfunktion der durch die PPX-Membran transmittierten Alkaliionen gewonnen werden. Die guten Übereinstimmungen der Simulationsergebnisse für  $\gamma_{SIMION}$  mit den experimentellen Daten der Zählraten  $\gamma_{PPX(112nm)}$ , und nachfolgend auch mit  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$ , geben Anlass zu der Annahme das eine entsprechende Verteilungsfunktion der transmittierten  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen, die zu den beobachteten Zählraten  $\gamma_{PPX(112nm)}$  und  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  führt, durch reale Ladungsverteilungen auf der Membranrückseite hervorgerufen werden könnten. Im Rahmen eines Modells zum Transport der Alkaliionen durch die PPX-Membranen, welches von einem Transport der Ionen durch Porositäten und Nanoporen in den



Membranen ausgeht, erscheint es sinnvoll neben einer sukzessiven statischen Aufladung der Porositäten und Nanoporen durch anhaftende  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen eine statische Aufladung der Membranrückseite nicht auszuschließen. Die Simulationen bieten somit einen möglichen analytischen Zugang zu Ladungsverteilungen auf den Membranrückseiten und deren Wirkungen auf die beobachteten Zählraten. Die Übereinstimmung der simulierten Zählraten  $\gamma_{SIMION}$  mit den experimentellen Werten für  $\gamma_{PPX(112\text{nm})}$  und  $\gamma_{PPX(2.8\mu\text{m})}$  kann aber hier nicht als ein zwingender Beweis für Ladungsverteilungen an der Membranrückseite angesehen werden. Die Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment erfolgt auf Grund der Verteilungsfunktion bzw. der Abstrahlcharakteristik der auf der Rückseite der Membranen auftretenden Ionen. Diese kann, muss aber nicht zwingend durch eine Ladungsverteilung auf der Rückseite der Membran hervorgerufen werden. Äquivalent hierzu wäre die Annahme eines Modells bei dem eine entsprechende Strahlcharakteristik der transmittierten Ionen durch eine statische Aufladung der Vorderseite der Membran durch den Ionenstrahl hervorgerufen wird. Hierbei kann man von einer zur Strahlachse radialsymmetrischen Ladungs- und Potentialverteilung an der Vorderseite der Membran ausgehen die in Folge einer radialsymmetrischen Stromdichteverteilung des Ionenstrahls hervorgerufen werden kann. Eine derartige Stromdichteverteilung ist mit einer entsprechenden Abstrahlcharakteristik der thermionischen Quellen verbundenen. Die Abstrahlcharakteristiken der in dieser Arbeit verwendeten Ionenquellen wurden an anderer Stelle von S. Schulze untersucht und könnten Ursache für die angesprochenen radialsymmetrischen Ladungsverteilungen an der Oberfläche der Membranvorderseite sein [233]. Detaillierte Untersuchungen zum Verhalten von ionischen Oberflächenladungen wurden von C. Lederle und J. Kindersberger durchgeführt [234-236]. Welche der beiden Modellvorstellungen ursächlich für die Strahlcharakteristiken der transmittierten  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen an der Rückseite der PPX-Membranen ist sollen zukünftige weiterführende Experimente und Simulationen aufzeigen.

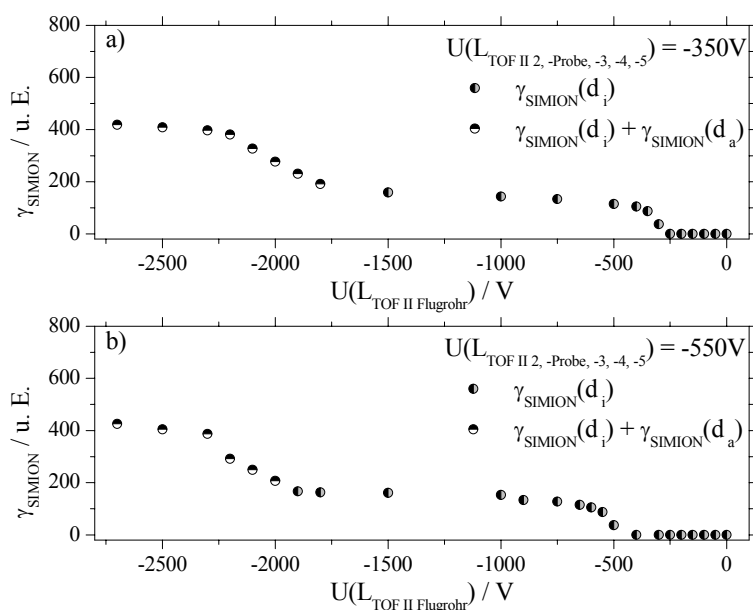


**Abb. 4-28** SIMION Simulation der Zählraten  $\gamma_{\text{SIMION}}$  bei Transmission von  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen durch die PPX-Membran und einer resultierenden kinetischen Energie  $E_{\text{kin}}(^{133}\text{Cs}^+) = 10\text{eV}$ ,  $\varnothing_{\text{em}} = 2\text{mm}$ ,  $N(^{133}\text{Cs}^+) = 801$ ,  $\varphi = 0^\circ$ . Dargestellt sind Simulationen für variierte Spannungen  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}}) = 0\text{V}$  bis  $-2700\text{V}$  für a)  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}}) = -250\text{V}$  & b)  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}}) = -800\text{V}$ .

Auch die simulierten Zählraten  $\gamma_{\text{SIMION}}$  der Abb. 4-29 a) und b) zeigen, in Abhängigkeit von der attraktiven Spannung am Flugrohr  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}})$ , bei einer Spannung von  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}}) = -350\text{V}$  und  $-550\text{V}$  jeweils zwei signifikante Anstiege. Erste Werte der Zählraten werden für  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}}) = -300\text{V}$  und  $-500\text{V}$  beobachtet. Anschließend steigen sie schnell an mit Werten der Zählraten  $\gamma_{\text{SIMION}}$  von  $\gamma_{\text{SIMION}} \approx 110$ . Der Anstieg erfolgt über einen Spannungsbereich von ca.  $150\text{V}$ . Mit zunehmend negativen Werten  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}})$  folgt wie in Abb. 4-28 eine moderate Zunahme der Werte von  $\gamma_{\text{SIMION}} \approx 110$  bis hin zu  $\gamma_{\text{SIMION}} \approx 190$ . Der zweite Anstieg der simulierten Zählraten erfolgt in Abb. 4-29 a) bei einer Spannung von  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}}) \approx -1800\text{V}$ , in Abb. 4-29 b) bei einer Spannung von  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}}) \approx -1900\text{V}$ . Der Anstieg erfolgt wie in Abb. 4-28 über einen Spannungsbereich von ca.  $400\text{V}$ . Wie zuvor in Abb. 4-28 werden in beiden Fällen nach dem Anstieg Zählraten mit Werten von  $\gamma_{\text{SIMION}} \approx 400$  erreicht. Unterhalb einer Spannung von  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}}) = -2200\text{V}$  erfolgt in Abb. 4-29 a) und für  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}}) < -2300\text{V}$  in Abb. 4-29 b) erneut ein moderat ansteigender Verlauf der Zählraten  $\gamma_{\text{SIMION}}$ . Äquivalent zur Analyse der simulierten Trajektorien der  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen in Abb. 4-28 findet man die gleichen Ursachen für das Verhalten der Zählraten  $\gamma_{\text{SIMION}}$ . Auch hier treten durch Erhöhung der kinetischen Energie  $E_{\text{kin}}(^{133}\text{Cs}^+)$  um  $50\text{eV}$  für  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}}) = -350\text{V}$  erste Zählraten  $\gamma_{\text{SIMION}}$  bei einer Spannung  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}}) = -300\text{V}$  auf (Abb. 4-29 a)). Diese Überlegung liefert ebenso für die

Simulation mit  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -550V$  die Erklärung für die Zählraten  $\gamma_{SIMION}$  der Abb. 4-29 b) bei einer Spannung von  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -500V$ . Bereits in Abb. 4-28 zeigen die simulierten Trajektorien der  $^{133}Cs^+$ -Ionen in Folge der Potentiale an  $KS_1$  und  $KS_2$  eine Aufspaltung des Ionenstrahles in zwei Teilstrahlen, so auch hier. Die beiden additiven Anteile, welche zur simulierten Gesamtzählrate  $\gamma_{SIMION}$  beitragen, sind in Abb. 4-29 erneut durch  $\gamma_{SIMION}(d_i)$  und  $\gamma_{SIMION}(d_a)$  gekennzeichnet. Auch für die Simulationen mit  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -350V$  und  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -550V$  zeigt sich, dass der zweite Anstieg mit den durch den zweiten Teilstrahl hervorgerufenen Zählraten  $\gamma_{SIMION}(d_a)$  verknüpft ist. Bei niedrigen Spannungen  $U(L_{TOF II Flugrohr})$  am Flugrohr werden wiederum die Trajektorien dieses Strahles auf den Detektor abgebildet und erzeugen Zählraten  $\gamma_{SIMION}(d_a)$  die als additiver Term zu den Zählraten  $\gamma_{SIMION}(d_i)$  hinzukommen. Ein direkter Vergleich zwischen den simulierten Zählraten  $\gamma_{SIMION}$  und den experimentellen Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  für Spannungen an der Probenhalterung und den Linsen  $L_{TOF II 4}$ ,  $L_{TOF II 5}$   $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -350V$  und  $-550V$  findet sich im Anhang in Abb. 8-49 a) und b). Für beide Werte von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$  geben die simulierten Zählraten den generellen Verlauf der experimentellen Daten gut wieder. In Abb. 8-49 a) für eine Spannung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -350V$  findet man erste Werte der experimentellen Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  bei einer Spannung von  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -300V$ . Dies ist in guter Übereinstimmung mit den Simulationsergebnissen von  $\gamma_{SIMION}$ . Im Spannungsbereich  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -300V$  bis  $-2000V$  steigen die Werte der Zählraten von  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)} = 108s^{-1}$  bis auf  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)} = 254s^{-1}$ . Die Werte  $\gamma_{SIMION}$  der Simulation geben diesen Verlauf gut wieder, zeigen aber auch das der Anteil  $\gamma_{SIMION}(d_i)$  eine zu hohe Gewichtung erfährt. Für  $U(L_{TOF II Flugrohr}) < -2000V$  erfolgt ein Anstieg der Zählraten auf Werte  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)} = 2700s^{-1}$  bei  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -2700V$ . Der Anstieg erfolgt bei der Simulation bereits bei  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -1800V$ , ist aber in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Für den Vergleich bei einer Spannung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -550V$ , der in Abb. 8-49 b) dargestellt ist, findet sich Vergleichbares. Bei  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -500V$  werden erste Werte der experimentellen Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  detektiert was wiederum durch die Simulation wiedergegeben wird. Im Bereich  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -500V$  bis  $-2000V$  steigen die Werte der Zählraten von  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)} = 27s^{-1}$  bis auf  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)} = 485s^{-1}$ . Wiederum sind die simulierten Werte  $\gamma_{SIMION}$  im Verlauf in guter Übereinstimmung aber erneut absolut betrachtet von zu hohem Wert. Ursächlich ist in der Simulation wieder die Verteilung von  $N(^{133}Cs^+)$  über den Emissionsdurchmesser  $\varnothing_{em}$ . Für  $U(L_{TOF II Flugrohr}) < -2000V$  erfolgt auch hier ein Anstieg mit Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)} = 2300s^{-1}$  bei  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -2700V$ . Der Anstieg erfolgt bei der Simulation in diesem Fall ebenfalls bei einer Spannung  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -2000V$  und ist in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen. Die hier vorgestellten Simulationen bieten somit einen möglichen Ansatzpunkt zur Erklärung

des Verhaltens der experimentell beobachteten Zählraten  $\gamma_{PPX(112nm)}$  und  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  der transmittierten  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen.

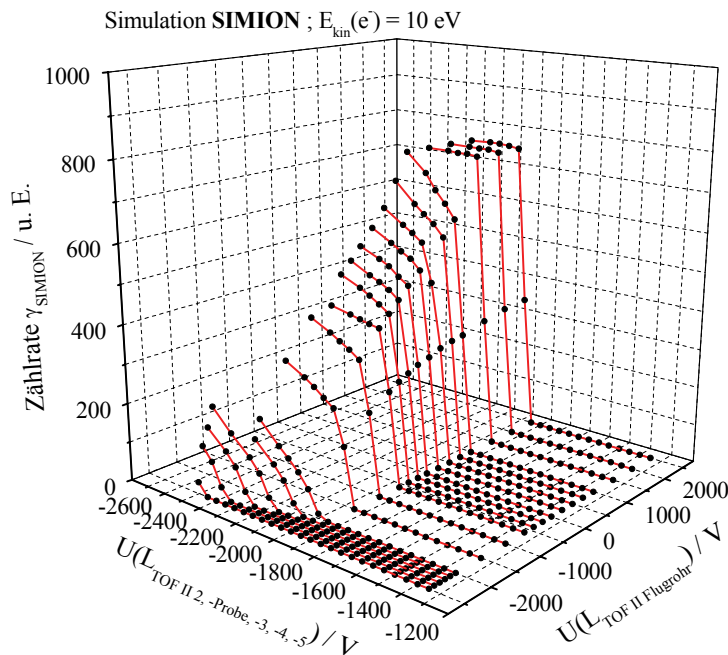


**Abb. 4-29** SIMION Simulation der Zählraten  $\gamma_{SIMION}$  bei Transmission von  $^{133}Cs^+$ -Ionen durch die PPX-Membran und einer resultierenden kinetischen Energie  $E_{kin}(^{133}Cs^+)=10eV$ ,  $\varnothing_{em}=2mm$ ,  $N(^{133}Cs^+)=801$ ,  $\varphi=0^\circ$ . Dargestellt sind Simulationen für variierte Spannungen  $U(L_{TOF II Flugrohr})=0V$  bis  $-2700V$  für a)  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-350V$  & b)  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-550V$ .

### SIMION Simulationen zur Emission von niederenergetischen $e^-$

In diesem Unterkapitel werden Simulationen vorgestellt die hinsichtlich einer Emission von niederenergetischen Elektronen an der Membranrückseite vorgenommen wurden. Die Ergebnisse der Zählraten  $\gamma_{SIMION}$  stehen daher im direkten Vergleich zu den experimentellen Zählraten  $\gamma_{PPX}$  der Abb. 4-15 - Abb. 4-18 für Spannungen im Bereich  $-1350V \leq U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) \leq -2300V$  und Spannungen am Flugrohr von  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2500V$  bis  $U(L_{TOF II Flugrohr})=+2500V$ . Abb. 4-30 zeigt Simulationsreihen mit Zählraten  $\gamma_{SIMION}$  für jeweils konstante Werte der Flugrohrspannung im Bereich  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2500V$  bis  $U(L_{TOF II Flugrohr})=+2500V$  und in Abhängigkeit der variierten Spannungen  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$  mit einer Schrittweite von  $50V$  über den Bereich von  $-1350V \leq U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) \leq -2300V$ . Die Parameter der simulierten Elektronen wurden mit einem variierten Emissionsdurchmesser von  $\varnothing_{em}=0-5mm$ , dem variierten Emissionswinkel  $\varphi=0-50^\circ$ , der Teilchenanzahl  $N(e^-)=1001$  und der kinetischen Energie der Elektronen von  $E_{kin}(e^-)=10eV$  definiert. Weitere Simulationsreihen mit Ergebnissen der Zählraten  $\gamma_{SIMION}$ , bei variiert kinetischer Energie der Elektronen, mit Werten von  $E_{kin}(e^-)=26meV$  bis  $E_{kin}(e^-)=50eV$ , sind in den Grafiken der Abb. 8-50 bis Abb. 8-55 des

Anhangs 8.4.1 aufgeführt. Für alle Simulationen wurden an der Rückseite der Membran keine statische Aufladung bzw. keine Oberflächenladungen angenommen, d. h. die Rückseite der Membran besaß stets das Potential der Membranhalterung. In allen durchgeführten Simulationen ist das Verhalten der Zählraten  $\gamma_{SIMION}$  in sehr guter Übereinstimmung mit den experimentellen Zählraten  $\gamma_{PPX}$  der Abb. 4-15 bis Abb. 4-18. Die Werte von  $\gamma_{SIMION}$  zeigen für Spannungen des Flugrohres im Bereich  $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}}) = +2500V$  bis  $-2000V$  und  $U(L_{TOF II \text{ 2, -Probe, -3, -4, -5}}) \leq -2000V$  einen signifikanten Anstieg. Dieser erfolgt auf Grund der Tatsache dass die kinetische Energie der simulierten Elektronen unter diesen Bedingungen ausreicht das retardierende Potential der MCP's zu überwinden. Für Spannungen am Flugrohr von  $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}}) < -2000V$  wird dieser Anstieg der Werte von  $\gamma_{SIMION}$  zu entsprechenden Spannungswerten  $U(L_{TOF II \text{ 2, -Probe, -3, -4, -5}})$  hin verschoben. Es zeigt sich, dass die simulierten Elektronen in diesem Fall das retardierende Potential des Flugrohres erst überwinden können wenn die Spannung  $U(L_{TOF II \text{ 2, -Probe, -3, -4, -5}})$  den gleichen Wert wie  $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}})$  erreicht. In Abb. 4-30 zeigen die Zählraten  $\gamma_{SIMION}$  über den simulierten Bereich der Flugrohrspannungen einen Anstieg der Werte der Zählraten für steigende Werte  $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}})$ .

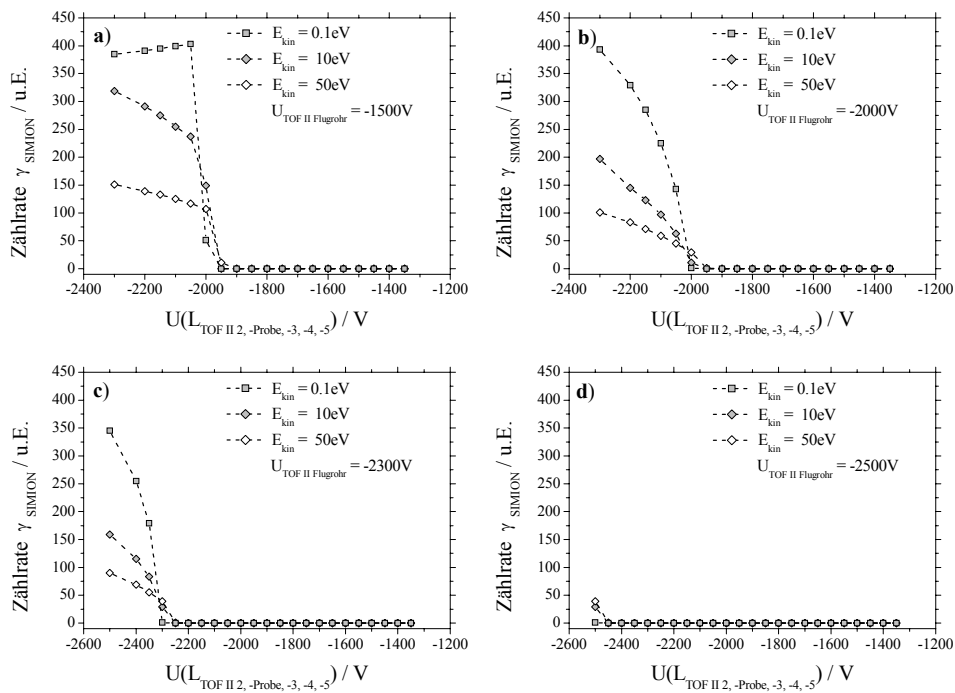


**Abb. 4-30** SIMION Simulation der detektierten Zählraten  $\gamma_{SIMION}$  zur Emission von niederenergetischen Elektronen an der Rückseite der PPX-Membran mit  $E_{kin}(e^-) = 10 eV$ ,  $\varnothing_{em} = 5 mm$ ,  $N(e^-) = 1001$ ,  $\varphi = 50^\circ$  und variierten Spannungen  $U(L_{TOF II \text{ 2, -Probe, -3, -4, -5}})$ ,  $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}})$ .

Dieser Effekt variiert mit der kinetischen Energie der Elektronen wie die Abbildungen Abb. 8-50 - Abb. 8-55 der Simulationen im Anhang 8.4.1 aufzeigen.

Dieses Verhalten ist auf die ionenoptischen Eigenschaften des Flugrohres zurückzuführen. Mit zunehmend attraktivem Potential am Flugrohr werden die Trajektorien mit größerem Divergenzwinkel  $\varphi$  auf den Detektor abgebildet. Dieser Effekt ist generell auch in den experimentellen Daten der Zählraten  $\gamma_{PPX}$  der Abb. 4-15 bis Abb. 4-18 zu beobachten.

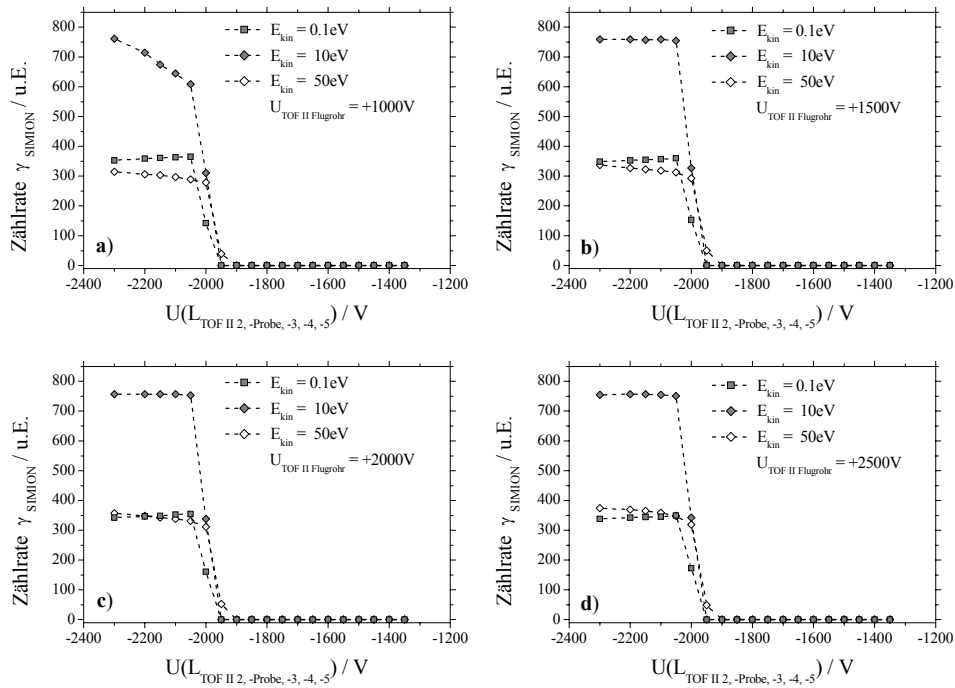
In den Abb. 4-31 und Abb. 4-32 sind zur genaueren Analyse der Simulationen ausgewählte Simulationsreihen, bei speziellen Werten der Flugrohrspannung, für die kinetischen Energien der Elektronen von  $E_{kin}(e^-)=100meV$ ,  $10eV$  und  $50eV$  in Abhängigkeit von der Spannung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$  aufgelistet. Abb. 4-31 zeigt Simulationsreihen für die Spannungen  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-1500V$ ,  $-2000V$ ,  $-2300V$  und  $-2500V$ . Für  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-1500V$  (Abb. 4-31 a)) und  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2000V$  (Abb. 4-31 b)) wird der signifikante Anstieg der Zählraten  $\gamma_{SIMION}$  im Falle der kinetischen Energien  $E_{kin}(e^-)=50eV$  und  $E_{kin}(e^-)=10eV$  bei einer Spannung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) < -1950V$  beobachtet. Bei einer kinetischen Energie  $E_{kin}(e^-)=100meV$  erfolgt der Anstieg von  $\gamma_{SIMION}$  für  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) < -2000V$ . Die Simulationsreihen mit  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2300V$  und  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2500V$  in Abb. 4-31 c) und Abb. 4-31 d) zeigen die erwähnte Verschiebung der Potentialschwelle. Die Simulationen für kinetische Energien  $E_{kin}(e^-)=50eV$  und  $E_{kin}(e^-)=10eV$  zeigen bei  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2300V$  einen Anstieg von  $\gamma_{SIMION}$  bei  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) < -2250V$  und bei  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2500V$  einen Anstieg von  $\gamma_{SIMION}$  bei  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) < -2450V$ . Für die kinetische Energie  $E_{kin}(e^-)=100meV$  erfolgt der Anstieg bei  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2300V$  bei einer Spannung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) < -2300V$ , für  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2500V$  ist der Anstieg von  $\gamma_{SIMION}$  über den simulierten Bereich hinaus verschoben und wird für  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) < -2500V$  erwartet. Ein direkter Vergleich mit den experimentellen Zählraten  $\gamma_{PPX(112nm)}$  der Abb. 8-20 bis Abb. 8-25 und  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  der Abb. 8-31 bis Abb. 8-41 in Anhang 8.4.1 zeigt, dass das experimentelle Verhalten von  $\gamma_{PPX(112nm)}$  und  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  durch die Zählraten  $\gamma_{SIMION}$  der Simulationen, mit kinetischen Energien der Elektronen von Energie  $E_{kin}(e^-)=100meV$ , im Bereich der Potentialschwelle der MCP-Spannung, sehr genau wiedergegeben wird. Dies lässt den Schluss zu, dass die zuvor in der Analyse der experimentellen Daten abgeschätzte Obergrenze der kinetischen Energie der auf der Rückseite der Membranen emittierten Elektronen, im Wert von  $E_{kin}(e^-) < 50eV$ , an Hand der Simulationsergebnisse aus Abb. 4-31 a) - Abb. 4-31 c) zu einer niedrigeren Obergrenze, im Wert von  $E_{kin}(e^-) < 10eV$ , hin korrigiert werden kann. Die genaue Analyse der Simulationen in Abb. 8-50 bis Abb. 8-55 des Anhanges 8.4.1 erlaubt sogar eine Abschätzung der Obergrenze der kinetischen Energie der Elektronen auf  $E_{kin}(e^-) \leq 5eV$ .



**Abb. 4-31** SIMION Simulation der Zählraten  $\gamma_{SIMION}$  bei Emission von niederenergetischen Elektronen an der Rückseite der PPX-Membran mit  $E_{kin}(e^-) = 100\text{ meV}$ ,  $10\text{ eV}$  &  $50\text{ eV}$ ,  $\varnothing_{em} = 5\text{ mm}$ ,  $N(e^-) = 1001$ ,  $\varphi = 50^\circ$ . Simulationsreihen für  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -1350\text{ V}$  bis  $-2300\text{ V}$  und variierter Spannung, a)  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -1500\text{ V}$ , b)  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -2000\text{ V}$ , c)  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -2300\text{ V}$ , d)  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -2500\text{ V}$ .

Die Abb. 4-32 zeigt Simulationsreihen für die Spannungen  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = +1000\text{ V}$ ,  $+1500\text{ V}$ ,  $+2000\text{ V}$  und  $+2500\text{ V}$ . Für die Simulationsreihen mit  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = +1000\text{ V}$ ,  $+1500\text{ V}$ ,  $+2000\text{ V}$  und  $+2500\text{ V}$  (Abb. 4-32 a) – d)) mit einer kinetischen Energie der Elektronen von  $E_{kin}(e^-) = 50\text{ eV}$  treten bereits bei einer Spannung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -1950\text{ V}$  Werte für die simulierten Zählraten  $\gamma_{SIMION}$  auf. Dies sind verständlicherweise genau jene Elektronen die durch einen Emissionswinkel  $\varphi \approx 0^\circ$  und einem Emissionsdurchmesser  $\varnothing_{em} \approx 0\text{ mm}$  (d. h. Elektronen auf der Strahlachse) mit einer Energie von  $E_{kin}(e^-) = 50\text{ eV}$  den MCP-Detektor gerade erreichen können. Bei einer Spannung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -2000\text{ V}$  wird bei allen Simulationsreihen für Elektronen mit einer kinetischen Energie von  $E_{kin}(e^-) = 50\text{ eV}$  ein hoher Wert für  $\gamma_{SIMION}$  erreicht, womit der Anstieg über einen Spannungsbereich von  $50\text{ V}$  erfolgt. In den Simulationsreihen mit  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = +1000\text{ V}$ ,  $+1500\text{ V}$ ,  $+2000\text{ V}$  und  $+2500\text{ V}$  (Abb. 4-32 a) – d)) und kinetischen Energien der Elektronen von  $E_{kin}(e^-) = 10\text{ eV}$  und  $E_{kin}(e^-) = 100\text{ meV}$  erfolgt der Anstieg der Zählraten  $\gamma_{SIMION}$  erst für eine Spannung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -2000\text{ V}$  und über einen Spannungsbereich von ca.  $100\text{ V}$ . Der direkte Vergleich mit den experimentellen Werten der Zählraten  $\gamma_{PPX(112\text{ nm})}$  der Abb. 8-26 bis

Abb. 8-30 und  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  der Abb. 8-42 bis Abb. 8-47 in Anhang 8.4.1 zeigt eine gute Übereinstimmung mit den Simulationen. Der Anstieg der experimentellen Zählraten wird ebenfalls bei Spannungen  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) \leq -2000V$  beobachtet. Die beste Anpassung an die experimentellen Daten findet sich für Simulationen mit Elektronen deren kinetische Energien  $E_{kin}(e^-) \leq 10eV$  ist. Damit werden auch für diesen Bereich der Spannungen  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$  und  $U(L_{TOF II Flugrohr})$  die vorherigen Analysen der experimentellen Daten durch die Simulationen gut reproduziert.



**Abb. 4-32** SIMION Simulation der Zählraten  $\gamma_{SIMION}$  bei Emission von niederenergetischen Elektronen an der Rückseite der PPX-Membran mit  $E_{kin}(e^-) = 100meV, 10eV$  &  $50eV$ ,  $\varnothing_{em} = 5mm$ ,  $N(e^-) = 1001$ ,  $\varphi = 50^\circ$ . Simulationsreihen für  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -1350V$  bis  $-2300V$  und variierter Spannung, a)  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = +1000V$ , b)  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = +1500V$ , c)  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = +2000V$ , d)  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = +2500V$ .

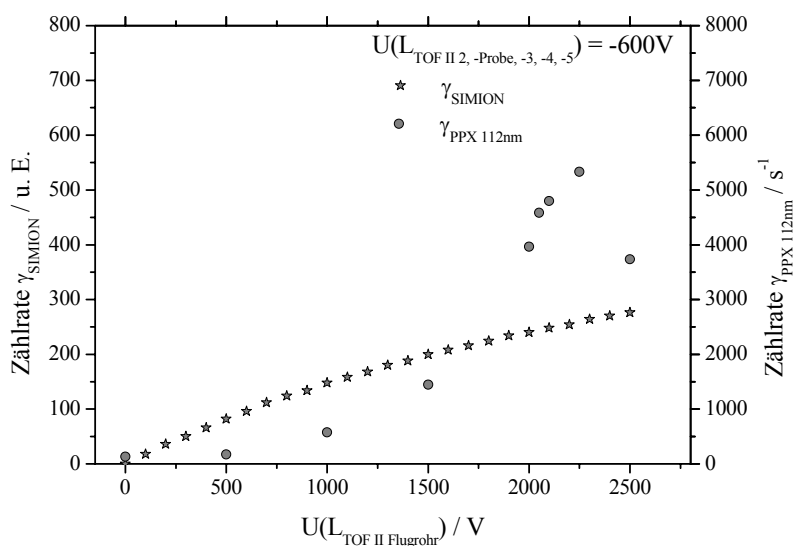
### SIMION Simulationen zur Emission von hochenergetischen $e^-$

An dieser Stelle werden Simulationen zu den Analysen der experimentellen Daten der Zählraten  $\gamma_{PPX}$  der Abb. 4-16 und Abb. 4-18 für Flugrohrspannungen des Bereiches  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = 0V$  bis  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = +2500V$  vorgestellt. Die Berechnungen wurden für Spannungen an der Probenhalterung mit den Werten von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -600V$  und  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -550V$  durchgeführt. Diese entsprechen den beobachteten Maxima der Zählraten für  $\gamma_{PPX(112nm)}$  und  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  welche in den Analysen auf eine Emission von höherenergetischen Elektronen an der Membran-



rückseite zurückgeführt wurden. Wie in den Simulationen zur Transmission von  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen wurde hier zunächst von einer statischen Aufladung der Membranrückseite ausgegangen. Abb. 4-33 zeigt Zählraten  $\gamma_{\text{SIMION}}$  einer Simulation für Elektronen einer kinetischen Energie von  $E_{\text{kin}}(e^-)=1435\text{eV}$ , einem Emissionswinkel  $\varphi=3^\circ$ , einem Emissionsdurchmesser von  $\varnothing_{\text{em}}=3\text{mm}$ , einem Potential von  $U(\text{KS}_1)=-500\text{V}$  und einer Teilchenanzahl von  $N(e^-)=1201$ . Für die Zählraten  $\gamma_{\text{SIMION}}$  werden im simulierten Spannungsbereich des Flugrohres von  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}})=0\text{V}$  bis  $+2500\text{V}$  stetig steigende Werte von  $\gamma_{\text{SIMION}}=0-276$  erhalten. Dieses Ergebnis zeigt sich zunächst in guter Übereinstimmung mit der Tatsache, dass bei steigender Spannung am Flugrohr durch dessen ionenoptische Eigenschaften eine zunehmende Anzahl der Trajektorien der Elektronen auf dem Detektor abgebildet werden. Der direkte Vergleich mit den experimentellen Zählraten  $\gamma_{\text{PPX}(112\text{nm})}$ , bei einer Spannung  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}})=-600\text{V}$ , in Abb. 4-33 zeigt in beiden Fällen ein Anstieg der Zählraten mit steigender Flugrohrspannung. Dass der funktionelle Verlauf der experimentellen Daten durch die Simulation aber nur unzureichend wiedergegeben wird, ist im Falle der höher-energetischen Elektronen zunächst auf deren hohe kinetische Energie selbst zurückzuführen. Im Vergleich zu den transmittierten  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen werden die Trajektorien der Elektronen durch die in der Simulation angenommene niedrige positive statische Aufladung der Membranrückseite nur unwesentlich beeinflusst. Damit wird an dieser Stelle keine zusätzliche Information bezüglich der realen Existenz einer solchen statischen Aufladung gewonnen. Eine Erklärung des experimentellen Signalverlaufes von  $\gamma_{\text{PPX}(112\text{nm})}$  in Abb. 4-33, hinsichtlich der Abweichungen zum simulierten Verlauf von  $\gamma_{\text{SIMION}}$ , bietet die Annahme einer anisotropen Verteilung für  $N(e^-)$  der emittierten Elektronen. Die Implementierung einer solchen anisotropen Emissionsverteilung für  $N(e^-)$  zur Anpassung der simulierten Zählraten  $\gamma_{\text{SIMION}}$  an die experimentellen Daten war mit der vorliegenden Version von SIMION nicht möglich. Neben der Möglichkeit diesen Sachverhalt an Hand anisotroper Emissionsverteilungen  $N(e^-)$  mit SIMION<sup>TM</sup> der Version 8.0 zu untersuchen, könnte die Verwendung eines ortsauflösenden Detektors experimentell zur Klärung beitragen.

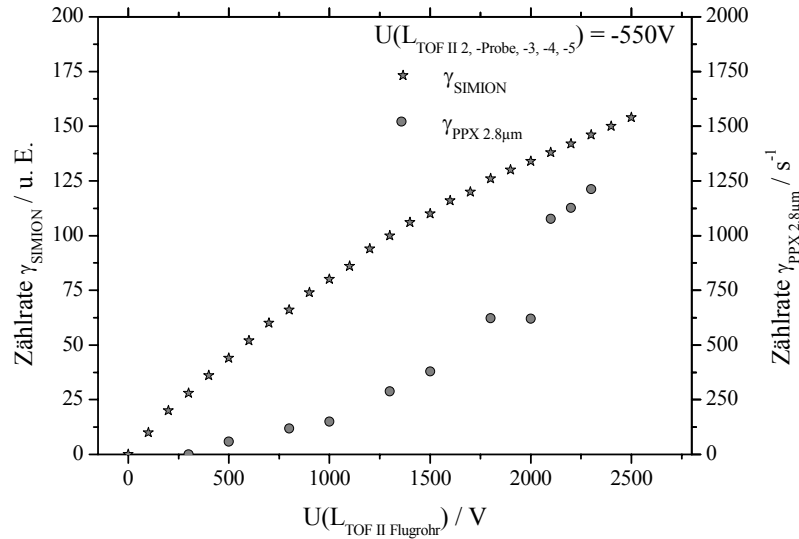
Abb. 4-34 zeigt eine entsprechende Simulation der Zählraten  $\gamma_{\text{SIMION}}$  für Elektronen mit einer kinetischen Energie  $E_{\text{kin}}(e^-)=1485\text{eV}$ , einem Emissionsdurchmesser  $\varnothing_{\text{em}}=3\text{mm}$ , einem Emissionswinkel  $\varphi=3^\circ$ , einem Potential an  $\text{KS}_1$  von  $U(\text{KS}_1)=-500\text{V}$ , einer Teilchenzahl  $N(e^-)=1201$  und einer Spannung an der Probenhalterung von  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}})=-550\text{V}$ . Der direkte Vergleich mit den experimentellen Zählraten  $\gamma_{\text{PPX}(2.8\mu\text{m})}$  im beobachteten Maximum bei  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}})=-550\text{V}$  zeigt ein vergleichbares Verhalten zur Simulation der Abb. 4-33.



**Abb. 4-33** SIMION Simulation der Zählraten  $\gamma_{SIMION}$  bei Emission von hochenergetischen Elektronen an der Rückseite der PPX-Membran mit  $E_{kin}(e^-)=1435\text{eV}$ ,  $\varnothing_{em}=3\text{mm}$ ,  $N(e^-)=1201$ ,  $\varphi=3^\circ$ , einer Spannung an  $U(L_{TOF\ II\ 2, -Probe, -3, -4, -5})=-600\text{V}$  und variiertter Spannung  $U(L_{TOF\ II\ Flugrohr})=0\text{V}$  bis  $+2500\text{V}$ . In direktem Vergleich hierzu sind die experimentellen Zählraten  $\gamma_{PPX(112nm)}$  des Maximums bei  $U(L_{TOF\ II\ 2, -Probe, -3, -4, -5})=-600\text{V}$  aufgetragen.

Auch hier steigen die simulierten Zählraten für steigende Werte des attraktiven Potentials am Flugrohr, der funktionelle Verlauf der Simulation gibt aber die experimentellen Ergebnisse für  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  nur unzureichend wieder. Die Erklärung für dieses Verhalten ist identisch zur Situation in Abb. 4-33. Ein weiterer Aspekt der hier Erwähnung finden soll, ist die Möglichkeit die beobachteten experimentellen Zählraten  $\gamma_{PPX(112nm)}$  und  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  unter der Annahme von Felddurchgriffen im Bereich der Linsen  $L_{TOF\ II\ 5}$  und dem Flugrohr zu erklären. Auf Grund der hohen Potentialdifferenz zwischen den beiden ionenoptischen Elementen,  $3050\text{V}$  bzw.  $3100\text{V}$  für die obigen Maxima, können Felddurchgriffe im Bereich der Kupfernetze an der Linse  $L_{TOF\ II\ 5}$  nicht generell ausgeschlossen werden. Zur Verhinderung von direkten Felddurchgriffen auf die Probe, sprich die Membranrückseite, wurde die Anordnung, wie bereits erwähnt<sup>26</sup>, mit den beiden Linsen  $L_{TOF\ II\ 4}$  und  $L_{TOF\ II\ 5}$  auf Probenpotential hinter der eigentlichen Membranhaltung vorgenommen. Ein Felddurchgriff im Bereich der Linse  $L_{TOF\ II\ 5}$  könnte, durch seine fokussierende Wirkung auf die Elektronentrajektorien, ursächlich sein für den beobachteten Anstieg der experimentellen Zählraten bei steigender Flugrohrspannung. Der durch die Felddurchgriffe hervorgerufene Effekt sollte sich aber mit zunehmend negativer Spannung an der Membranhaltung verstärken und im Bereich der beobachteten niederenergetischen Elektronen, d. h. für  $U(L_{TOF\ II\ 2, -Probe, -3, -4, -5}) <$

-2000V, am stärksten auf die experimentellen Zählraten auswirken. Dies wird aber wie die Abb. 4-17 und Abb. 4-19 zeigen nicht beobachtet. Damit sollte dieser Effekt auch im Bereich der höherenergetischen Elektronen nicht von entscheidender Bedeutung für die beobachteten Zählraten sein.



**Abb. 4-34** SIMION Simulation der Zählraten  $\gamma_{\text{SIMION}}$  bei Emission von hochenergetischen Elektronen an der Rückseite der PPX-Membran mit  $E_{\text{kin}}(e^-)=1485\text{eV}$ ,  $\varnothing_{\text{em}}=3\text{mm}$ ,  $N(e^-)=1201$ ,  $\varphi=3^\circ$ , einer Spannung an  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}})=-550\text{V}$  und variiert Spannung  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}})=0\text{V}$  bis  $+2500\text{V}$ . In direktem Vergleich hierzu sind die experimentellen Zählraten  $\gamma_{\text{PPX } (2.8\mu\text{m})}$  des Maximums bei  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}})=-550\text{V}$  aufgetragen..

#### 4.2.2 Erste Ergebnisse mit einem gepulsten Ionenstrahl

Im folgenden Kapitel werden erste experimentelle Ergebnisse hinsichtlich der Transmission von Alkaliionen durch PPX-Membranen mit einem gepulsten Ionenstrahl vorgestellt und analysiert. Die Verwendung eines gepulsten Ionenstrahls soll dabei weitere Erkenntnisse hinsichtlich des Transportprozesses der Alkaliionen durch PPX-Membranen und die Erzeugung der sekundären Elektronen aus 4.2.1 aufzeigen. Zunächst wird hierzu wie unter 3.2.7 und 4.2.1 bereits beschrieben ein kontinuierlicher Ionenstrahl erzeugt. Die Generierung eines gepulsten Ionenstrahls erfolgt wie unter 3.2.8 gezeigt. Auch in diesem Fall wurde wie in 4.2.1 der kommerzielle Emittor der Firma AMD Intectra GmbH zur Erzeugung des Ionenstrahls verwendet. Bei einer Repellerspannung von  $U_{\text{Rep}}=150\text{V}$  wird so zunächst ein kontinuierlicher Strahl mit einer kinetischen Energie der Ionen von  $E_{\text{kin}}=150\text{eV}$  zur anschließenden Erzeugung des gepulsten Strahls bereitgestellt. Eine Variation der kinetischen Energie, der mit der

untersuchten PPX-Membran wechselwirkenden Ionen, erfolgte wie in 4.2.1 durch Variation der Spannung der Probenhalterung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$  im Bereich von  $0V$  bis  $-2500V$ . Die Erzeugung des gepulsten Ionenstrahls erfolgt wie in 3.2.8 dargestellt über den elektrischen Spiegel der durch eine gepulste Spannung an der Linse  $L_{Sp2}$  in Höhe von  $U(L_{Sp2})=0V$  oder  $300V$  auf Transmission oder Reflektion geschaltet wird. Eine Variation der Pulsbreite der Ionenpulse erfolgt hierbei durch die Pulsbreite  $\tau_{HP 214B} \equiv \Delta\tau$  der Spannung  $U(L_{Sp2})=0V$ . Die Verwendung von retardierenden Spannungen am Flugrohr von  $U(L_{TOF II Flugrohr})=\pm 2500V$  gestattet die separate Charakterisierung transmittierter Alkaliionen und erzeugter sekundärer Elektronen als auch einen direkten Vergleich mit den Ergebnissen der Messungen mit kontinuierlichem Ionenstrahl. Im Unterschied zu 4.2.1 erfolgt die Detektion mit einer Spannung von  $U_{MCPs}=-1900V$  am MCP-Detektor.

Zur Charakterisierung des, mit dem elektrischen Spiegel erzeugten, gepulsten Ionenstrahls wurden bei einer konstanten Spannung an der Probenhalterung ohne Membran, von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-600V$ , und am Flugrohr, von  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2200V$ , Messreihen bei variierter Pulsbreite  $\Delta\tau=1.5-10\mu s$  aufgezeichnet. Auf Grund der hohen Zählraten  $\gamma_\tau$  die im Falle der Messung ohne PPX-Membran entstehen, werden diese nicht mit der Zählerelektronik wie in 3.2.8 erfasst, sondern mit einem Oszilloskop der Firma Lecroy (Typ WaveSurfer 422). Ein entsprechendes Blockschaltbild findet sich in Abb. 8-6 Kapitel 8.1 des Anhangs. Das zeitliche Auflösungsvermögen beträgt hierbei  $1ns$ . Die so registrierten Zählraten  $\gamma_\tau$  (wie auch für  $\gamma_{(\Delta\tau=8\mu s)}$ ,  $\gamma_{(\Delta\tau=4\mu s)}$  und  $\gamma_{(\Delta\tau=2\mu s)}$ ) werden in unbestimmten Einheiten angegeben. Abb. 4-35 zeigt die entsprechenden Flugzeitspektren bei variierten Pulsbreiten  $\Delta\tau$ . Zusätzlich wurden mit SIMION Simulationen zu den Flugzeiten von  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen für die Flugstrecke zwischen der Linse  $L_{Sp2}$  des elektrischen Spiegels und dem Detektor durchgeführt. Hierbei wurde zunächst von einer kinetischen Energie der Ionen von  $E_{kin}=150eV$  ausgegangen. Die so erhaltenen Flugzeiten  $t_{SIMION}(^{39}K^+)=10.434\mu s$  und  $t_{SIMION}(^{133}Cs^+)=19.272\mu s$  wurden in die experimentellen Daten der Flugzeitspektren der Zählraten  $\gamma_\tau$  der Abb. 4-35 integriert. In den Flugzeitspektren der Abb. 4-35 beobachtet man zunächst für eine Pulsbreite von  $\Delta\tau=1.5\mu s$  ein Maximum der Zählraten  $\gamma_\tau$  bei einer Flugzeit von  $\approx 9\mu s$  und ein kleineres Maximum bei einer Flugzeit von  $\approx 11.2\mu s$ . Bei einer Pulsbreite von  $\Delta\tau=2\mu s$  verbreitert sich das Signal des ersten Maximums zu größeren Flugzeiten hin, die ansteigende Flanke des ersten Maximums wird bei allen Pulsbreiten  $\Delta\tau$  bei einer Flugzeit von  $8.6\mu s$  beobachtet. Das zweite Maximum ist nun deutlicher ausgeprägt und besitzt einen Maximalwert der Zählraten bei einer Flugzeit von  $\approx 11.6\mu s$ . Die simulierte Flugzeit für  $^{39}K^+$ -Ionen befindet sich mit einem Wert von  $t_{SIMION}(^{39}K^+)=10.434\mu s$  in erster Näherung in der Mitte der Flugzeiten der beiden experimentell beobachteten Maxima. Bei einer Pulsbreite von  $\Delta\tau=3\mu s$  und  $\Delta\tau=4\mu s$  erhöhen sich die Zählraten  $\gamma_\tau$  des zweiten

Maximums gegenüber dem ersten weiter, beide Maxima bzw. Pulse werden zeitlich zu größeren Flugzeiten hin verbreitert. Für eine Pulsbreite von  $\Delta\tau=3\mu\text{s}$  werden bei einer Flugzeit von  $\approx 17.2\mu\text{s}$  und  $\approx 20.9\mu\text{s}$  zwei weitere Maxima beobachtet die ebenfalls mit größer werdender Pulsbreite  $\Delta\tau$  zu größeren Flugzeiten hin verbreitert werden. Die simulierte Flugzeit für  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen befindet sich in diesem Fall mit einem Wert von  $t_{\text{SIMION}}(^{133}\text{Cs}^+)=19.272\mu\text{s}$  in erster Näherung in der Mitte der Flugzeiten der beiden zusätzlichen experimentell beobachteten Maxima. Bei einer weiteren Vergrößerung der Pulsbreite  $\Delta\tau=5\mu\text{s}$  und  $\Delta\tau=6\mu\text{s}$  verbreitern sich alle vier beobachteten Maxima bzw. Pulse zu höheren Flugzeiten hin, der Anteil der Zählraten  $\gamma_\tau$  der Pulse des dritten und vierten Maximums am Gesamtsignal erhöht sich dabei stetig gegenüber dem Anteil der Pulse des ersten und zweiten Maximums. Bei Pulsbreiten von  $\Delta\tau=8\mu\text{s}$  und  $\Delta\tau=10\mu\text{s}$  setzt sich dieses Verhalten weiter fort und im Bereich der Flugzeiten von  $15\mu\text{s}$  bis  $20\mu\text{s}$  überlappen die Pulse des zweiten und dritten Maximums. Mit zunehmender Pulsbreite  $\Delta\tau$  nähert sich die detektierte Signalform der Zählraten  $\gamma_\tau$  einer Rechteckform an.

Zur weiteren Erläuterung der beobachteten Flugzeitspektren der Abb. 4-35 sei zunächst auf das Impulsdigramm der Abb. 3-19 in Kapitel 3.2.8 verwiesen. Die abfallende Flanke des schnellen Transistorschalters (HTS 31-GSM) schaltet die Spannung an der Linse  $L_{\text{Sp}2}$  des elektrischen Spiegels von  $U(L_{\text{Sp}2})=300\text{V}$ , d. h. Reflektion, auf  $U(L_{\text{Sp}2})=0\text{V}$ , d. h. Transmission, für die Dauer von  $\Delta\tau$  um. Damit können die Ionen des kontinuierlichen Strahls für diesen Zeitraum ohne Auslenkung in Richtung des Flugzeit-Massenspektrometers II fliegen. Nach der Dauer  $\Delta\tau$  schaltet die ansteigende Rückflanke des Transistorschalters die Spannung der Linse  $L_{\text{Sp}2}$  des elektrischen Spiegels wieder auf  $U(L_{\text{Sp}2})=300\text{V}$ , d. h. auf Reflektion des Ionenstrahls, zurück. Um ein gepulstes Ionensignal am Detektor des TOF II detektieren zu können, werden die Pulsdauer  $\Delta\tau$  und die Transitzeit  $t_{\text{Transit}}(L_{\text{Sp}1}-L_{\text{Sp}3})$  der Ionen durch die Strecke  $L_{\text{Sp}1}-L_{\text{Sp}3}$  zwischen den äußeren Linsen des unter  $45^\circ$  zur Strahlrichtung verkippten elektrischen Spiegels zu bestimmenden Größen. Nur unter der Bedingung  $\Delta\tau > t_{\text{Transit}}(L_{\text{Sp}1}-L_{\text{Sp}3})$  können Ionen am Detektor registriert werden. Für die  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen mit einer kinetischen Energie von  $E_{\text{kin}}=150\text{eV}$  ergeben sich Transitzeiten von  $t_{\text{Transit}}(L_{\text{Sp}1}-L_{\text{Sp}3}|^{39}\text{K}^+)=0.52\mu\text{s}$  und  $t_{\text{Transit}}(L_{\text{Sp}1}-L_{\text{Sp}3}|^{133}\text{Cs}^+)=1.92\mu\text{s}$ . Damit wird deutlich dass die bei einer Pulsbreite von  $\Delta\tau=1.5\mu\text{s}$  und  $\Delta\tau=2\mu\text{s}$  beobachteten beiden Pulse der Flugzeitspektren in Abb. 4-35 auf Grund der Transitzeit  $t_{\text{Transit}}(L_{\text{Sp}1}-L_{\text{Sp}3}|^{39}\text{K}^+)$  und simulierten Flugzeit  $t_{\text{SIMION}}(^{39}\text{K}^+)$  durch  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen hervorgerufen werden. Die für Pulsbreiten  $\Delta\tau > 2\mu\text{s}$  im Bereich von  $17.2\mu\text{s}$  und  $20.0\mu\text{s}$  beobachteten Pulse können mittels der Transitzeit  $t_{\text{Transit}}(L_{\text{Sp}1}-L_{\text{Sp}3}|^{133}\text{Cs}^+)$  und der simulierten Flugzeit  $t_{\text{SIMION}}(^{133}\text{Cs}^+)$  als  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen identifiziert werden. Die in allen Flugzeitspektren beobachtete Doppelpulsstruktur der  $^{39}\text{K}^+$ -Pulse und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Pulse zeigt jeweils einen  $^{39}\text{K}^+$ -Puls und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Puls mit einer in Bezug auf  $t_{\text{SIMION}}(^{39}\text{K}^+)$  und

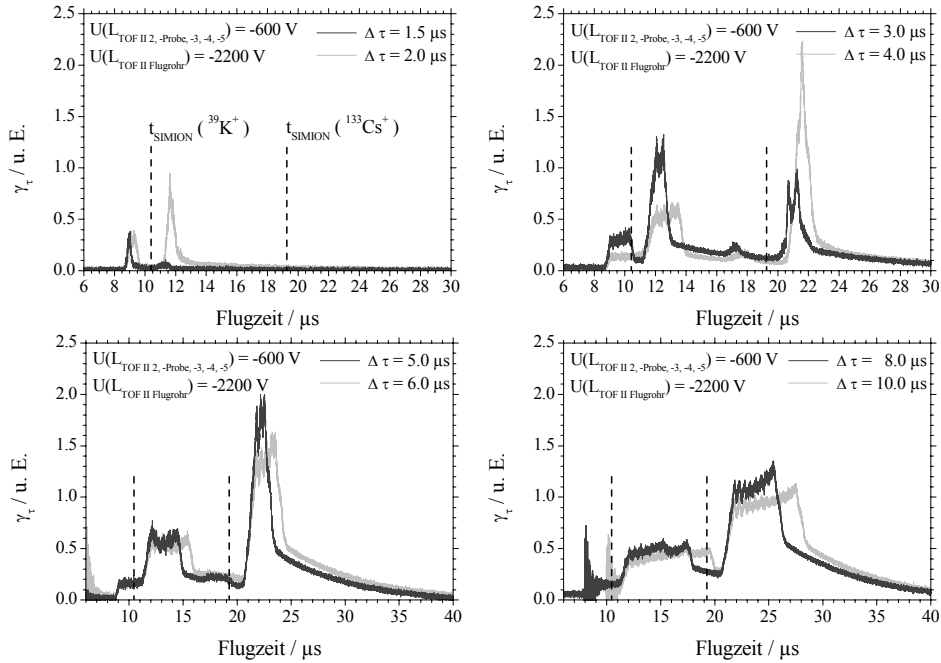
$t_{SIMION}(^{133}\text{Cs}^+)$  verringerte bzw. erhöhte Flugzeit. Erklärt werden kann dies durch die schnell abfallende und ansteigende Flanke des Transistorschalters, welche den Ionenstrahl über die Apertur der Probenhalterung schreibt. Die Schaltzeiten der abfallenden und ansteigenden Flanke werden vom Hersteller mit  $t_{Flanke} < 21\text{ns}$  spezifiziert (siehe Kap. 3.2.3). Damit gilt gemäß (3.1):

$$t_{Flanke} \leq t_{Transit} \quad (4.21)$$

Dies führt ähnlich dem dynamischen Fall der Erzeugung kurzer Pulse in Kapitel 2.2.2 zur Generierung eines Pulspaares durch die abfallende und ansteigende Flanke der Spannung  $U(L_{Sp2})$  der Linse  $L_{Sp2}$  des elektrischen Spiegels. Ähnlich wie in Kapitel 2.2.2 erfährt der durch die abfallende Vorderflanke erzeugte Puls eine Beschleunigung, der durch die ansteigende Rückflanke erzeugte Puls eine Abbremsung. In den Flugzeitspektren mit einer Pulsbreite von  $\Delta\tau=8\mu\text{s}$  und  $\Delta\tau=10\mu\text{s}$  wird im Bereich der Flugzeiten  $8-9\mu\text{s}$  und  $10-11\mu\text{s}$  ein weiteres Signal beobachtet. Dieses ist in beiden Flugzeitspektren auf ein elektronisches Störsignal zurückzuführen und steht nicht in Zusammenhang mit realen durch Ionen am Detektor erzeugten Zählraten  $\gamma_\tau$ . Zur Korrektur der mit SIMION simulierten Flugzeiten  $t_{SIMION}(^{39}\text{K}^+)$  und  $t_{SIMION}(^{133}\text{Cs}^+)$  wird in Anlehnung an die in Kapitel 2.2.2 beschriebene Energieänderung der erzeugten Ionenpulse hier ein ähnlicher Ansatz gewählt. Gleichung (4.22) beschreibt daher in einer ersten Näherung die im elektrischen Feld des elektrischen Spiegels erzeugte Energieänderung der Ionen.

$$\Delta E_{el.Sp.} = \frac{qU_{L_{Sp2}}}{\cos 45^\circ} * \left( \frac{1}{2} - \frac{x_{Strahl}}{d_{L_{Sp1}; L_{Sp2}}} \right) \quad (4.22)$$

Mit einer Spannung an der Linse  $L_{Sp2}$  von  $U(L_{Sp2})=300\text{V}$ , einem Strahlradius des kontinuierlichen Ionenstrahls von  $x_{Strahl}=2.5\text{mm}$  und einer Strecke zwischen den Linsen  $L_{Sp1}$  und  $L_{Sp3}$  des elektrischen Spiegels von  $d_{L_{Sp1}; L_{Sp2}}=10\text{mm}$  ergibt sich für die Energieänderung ein Wert von  $\Delta E_{el.Sp.} \approx 106\text{eV}$ . Damit kann für die Simulation der Flugzeiten der durch Vorder- und Rückflanke erzeugten Ionenpulse eine kinetische Energie von  $E_{kin Vor} \approx 256\text{eV}$  und  $E_{kin Rück} \approx 44\text{eV}$  angenommen werden. Aus den Flugzeitspektren in Abb. 4-35 wird deutlich, dass mit Hilfe einer gepulsten Spannung an der Linse  $L_{Sp2}$  des elektrischen Spiegels ein gepulster Ionenstrahl generiert werden kann und dessen Pulse auf Grund der Driftstrecke zwischen  $L_{Sp3}$  und dem Detektor in ihre ionischen Anteile aus  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen separieren. Aus diesem Grund konnten mit diesem Versuchsaufbau erste Experimente zum zeitaufgelösten Transport von Alkaliionen durch PPX-Membranen durchgeführt werden.



**Abb. 4-35** Flugzeitspektren von  $^{39}\text{K}^+$  und  $^{133}\text{Cs}^+$  und Zählraten  $\gamma_\tau$  bei Erzeugung eines gepulsten Ionenstrahls mittels elektrischem Spiegel. Spannungen an Probenhalterung und Flugrohr konstant bei  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}}) = -600\text{V}$  und  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}}) = -2200\text{V}$ . Variation der Pulsbreiten des Ionensignals durch Variation der Pulsbreite  $\Delta\tau = 1.5\mu\text{s} - 10.0\mu\text{s}$  der Ablenkspannung  $U(L_{\text{Sp2}}) = 300\text{V}$  am elektrischen Spiegel. SIMION Simulationen der Flugzeiten von  $^{39}\text{K}^+$  und  $^{133}\text{Cs}^+$  sind eingefügt.

### Erste experimentelle Ergebnisse mit gepulstem Ionenstrahl; $\Delta\tau = 8\mu\text{s}$

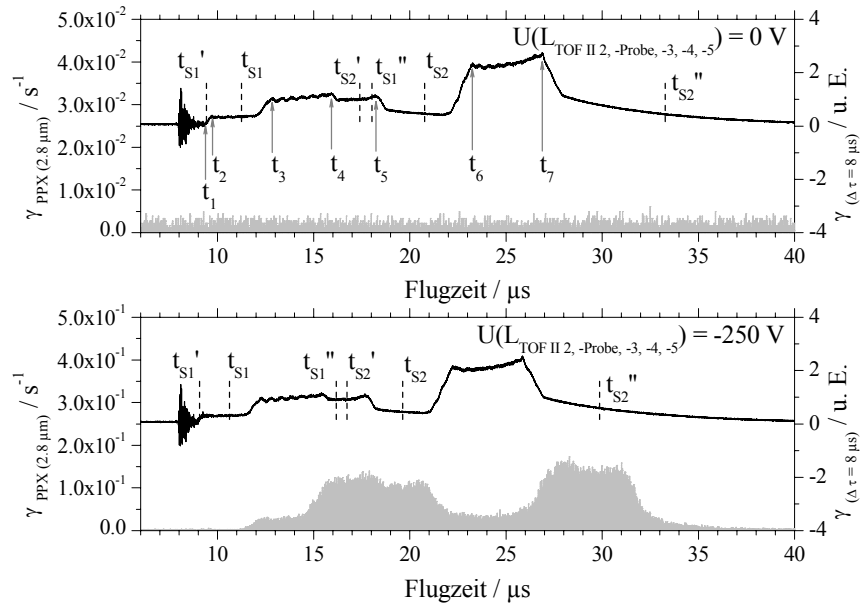
In den Abb. 4-36 bis Abb. 4-41 werden erste experimentelle Ergebnisse mit einem gepulsten Ionenstrahl der Pulsbreite  $\Delta\tau = 8\mu\text{s}$  hinsichtlich des zeitaufgelösten Transportes von Alkaliionen durch eine PPX-Membran der Dicke  $d_{\text{PPX}} = 2.8\mu\text{m}$  vorgestellt. Der gepulste Ionenstrahl wurde wie zuvor aufgezeigt mit einer Repeller-Spannung von  $U_{\text{Rep}} = 150\text{V}$  und einer gepulsten Spannung der Linse  $L_{\text{Sp2}}$  des elektrischen Spiegels von  $U(L_{\text{Sp2}}) = 300\text{V}$  generiert. Um die Ergebnisse mit gepulstem Ionenstrahl mit den Ergebnissen und Analysen der Untersuchungen mit einem kontinuierlichen Ionenstrahl des Kapitels 4.2.1 vergleichen zu können, wurden an der Probenhalterung und am Flugrohr entsprechende Spannungen  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}})$  und  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}})$  verwendet. Abb. 4-36 bis Abb. 4-38 zeigen daher Flugzeitspektren mit einer Flugrohr-Spannung von  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}}) = -2500\text{V}$  und Spannungen der Probenhalterung von  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}}) = 0\text{V}$ ,  $-250\text{V}$ ,  $-350\text{V}$ ,  $-600\text{V}$ ,  $-2000\text{V}$ , und  $-2500\text{V}$ . Für diese Spannungen werden in Kapitel 4.2.1 unter Verwendung eines kontinuierlichen Ionenstrahls die Transmission von  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen durch PPX-Membranen und die

Erzeugung von sekundären niederenergetischen Elektronen  $e^-$  beobachtet. Zunächst wurden für obige Spannungen an Probenhalterung und Flugrohr separate Messungen ohne Membran durchgeführt. Die Aufzeichnungen der Zählraten  $\gamma_{(\Delta\tau=8\mu s)}$  erfolgte wie bereits erwähnt mit einem Oszilloskop und sind in den Flugzeitspektren in unbestimmten Einheiten aufgetragen. In allen Flugzeitspektren der Abb. 4-36 bis Abb. 4-38 sind diesen Flugzeitspektren mit  $\gamma_{(\Delta\tau=8\mu s)}$  die entsprechenden Flugzeitspektren mit einer PPX-Membran der Dicke  $d_{PPX}=2.8\mu m$  in direktem Vergleich gegenübergestellt. Die Datenerfassung der Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  erfolgte mit der in Kapitel 3.2.8 vorgestellten Elektronik. In die Flugzeitspektren ohne Membran wurden mit SIMION simulierte Flugzeiten  $t_{S1}$  und  $t_{S2}$  für  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen mit einer kinetischen Energie  $E_{kin}=150eV$  integriert. Gemäß Gleichung (4.22) wurden Simulationen für  $^{39}K^+$ -Ionen mit einer kinetischen Energie von  $E_{kin Vor.}\approx 256eV$  und  $E_{kin Rück.}\approx 43.9eV$  durchgeführt. Die erhaltenen Flugzeiten  $t_{S1}'$  und  $t_{S1}''$  wurden in die Flugzeitspektren ohne Membran eingetragen. Gleiches wurde für  $^{133}Cs^+$ -Ionen und die gewonnen Flugzeiten  $t_{S2}'$  und  $t_{S2}''$  vorgenommen. Wie die Flugzeitspektren der Abb. 4-36 bis Abb. 4-38 zeigen sind die simulierten Flugzeiten  $t_{S1}'$  und  $t_{S2}'$  in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen, die Annahme (4.22) liefert für die Flugzeiten  $t_{S1}''$  und  $t_{S2}''$  zu hohe Werte im Vergleich mit den experimentellen Daten. Dennoch geben die Simulationen die Bereiche der Flugzeiten in denen  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen beobachtet werden gut wieder.

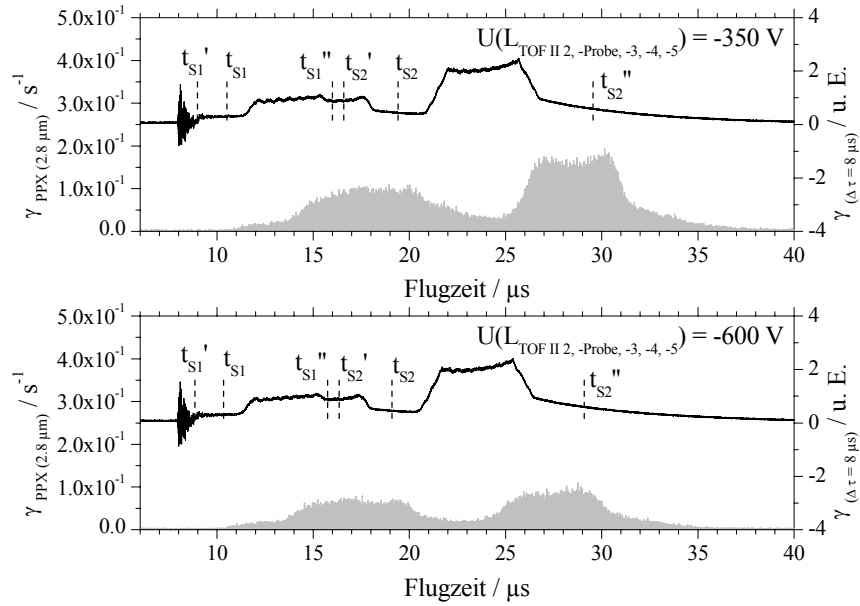
Die Flugzeitspektren und Zählraten  $\gamma_{(\Delta\tau=8\mu s)}$  ohne PPX-Membran der Abb. 4-36 bis Abb. 4-38 zeigen für zunehmend negative Spannungswerte  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$  an der Probenhalterung den erwarteten zeitlichen Verlauf, mit zunehmend negativer Spannung werden die Flugzeiten der detektierten Ionen kleiner. Die kinetische Energie der Ionen wird durch eine zunehmend negative Spannung an der Probenhalterung erhöht woraus die kürzere Flugdauer resultiert. Bei einer Spannung an der Probenhalterung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=0V$  werden für das Flugzeitspektrum mit PPX-Membran keine Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  oberhalb des Untergrundsignals registriert. Für Spannungen  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-250V$ ,  $-350V$  und  $-600V$  beobachtet man Zählraten im Bereich von  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}\approx 5*10^{-2}-1.8*10^{-1}s^{-1}$ . Der Amplitudenverlauf von  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  zeigt für alle drei Flugzeitspektren mit PPX-Membran eine große Ähnlichkeit zum Amplitudenverlauf der Zählraten  $\gamma_{(\Delta\tau=8\mu s)}$  der Flugzeitspektren ohne PPX-Membran. Für alle drei Spannungswerte von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$  wird im direkten Vergleich mit den Flugzeitspektren ohne Membran eine Verschiebung der Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  der Flugzeitspektren zu größeren Flugzeiten hin beobachtet. Die Spannungen  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-250V$ ,  $-350V$  und  $-600V$  der hier aufgezeigten Flugzeitspektren mit PPX-Membran befinden sich in jenem Spannungsbereich der Probenhalterung, beziehungsweise in dem Bereich der kinetischen Energie der auf die Membran auftreffenden Alkaliionen, für den in den Untersuchungen mit einem kontinuierlichen



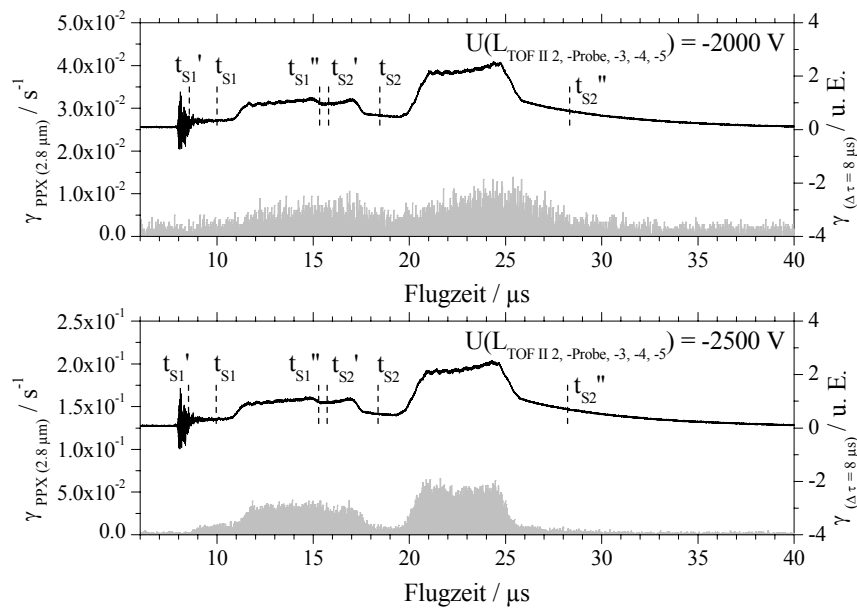
Ionenstrahl in Kapitel 4.2.1 die Transmission der Alkaliionen durch die PPX-Membranen beobachtet wurde. Sowohl die Amplitudenverläufe der Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  der Flugzeitspektren als auch die zeitliche Verschiebung der Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  sind konsistent mit der Annahme, dass es sich auch im Falle des gepulsten Ionenstrahls bei diesen Spannungen von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$  um durch die Membran transmittierte  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen handelt. Für die Spannung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-600V$  nehmen die Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  ab. Die Abb. 4-38 zeigt Flugzeitspektren der Zählraten  $\gamma_{(\Delta\tau=8\mu s)}$  in direktem Vergleich mit Flugzeitspektren der Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  für eine Spannung an der Probenhalterung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-2000V$  und  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-2500V$ . Bei einer Spannung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-2000V$  werden Zählraten im Bereich von  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}=5*10^{-3}-1*10^{-2}s^{-1}$  beobachtet, diese befinden sich knapp oberhalb der in diesem Fall beobachteten Untergrundschwelle von  $\gamma_{Untergrund}\approx 3*10^{-3}s^{-1}$ . Das Flugzeitspektrum zeigt daher nur andeutungsweise den Verlauf der ohne PPX-Membran beobachteten Zählraten  $\gamma_{(\Delta\tau=8\mu s)}$ . Auf Grund des Potentials des Flugrohres von  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2500V$  kann es sich bei diesen Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  nicht um niederenergetische Elektronen handeln, da deren Energie zum Überwinden des retardierenden Potentials des Flugrohres nicht ausreicht. Für eine Spannung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-2500V$  werden Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}\approx 2*10^{-2}-5*10^{-2}s^{-1}$  beobachtet und zeigen einen dem Flugzeitspektrum ohne PPX-Membran ähnlichen Amplitudenverlauf. Für dieses Flugzeitspektrum mit PPX-Membran wird nur eine geringe Verschiebung der Flugzeiten in Bezug auf das Flugzeitspektrum ohne Membran beobachtet. Im Flugzeitbereich von  $19\mu s$  bis  $26\mu s$  zeigt sich eine leichte Verschiebung der detektierten Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  zu kleineren Flugzeiten im Vergleich zu dem entsprechenden Amplitudenverlauf der Zählraten  $\gamma_{(\Delta\tau=8\mu s)}$  des Flugzeitspektrums ohne Membran. Die Untersuchungen des Kapitels 4.2.1 mit kontinuierlichem Ionenstrahl zeigen für Spannungen  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})\leq -2000V$  die Detektion von sekundären niederenergetischen Elektronen. Dabei bildet das Potential des Flugrohres eine zusätzliche Potentialbarriere. Wie in 4.2.1 gezeigt wurde, können die niederenergetischen Elektronen erst detektiert werden, wenn die Probenhalterung das dem Flugrohr entsprechende Potentialniveau erreicht. Dies wird auch hier unter Verwendung des gepulsten Ionenstrahls so beobachtet. Die Flugzeitspektren mit Membran und mit gepulstem Ionenstrahl der Abb. 4-38 zeigen erst für eine Spannung der Probenhalterung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-2500V$  Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  welche auf Grund ihrer Flugzeitverschiebungen mit der Annahme das die detektierten Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  durch sekundäre Elektronen erzeugt werden vereinbar ist. Das Flugzeitspektrum mit PPX-Membran bei einer Spannung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-2500V$  in Abb. 4-38 zeigt unter dieser Annahme, dass sowohl die auf die Membran auftreffenden  $^{39}K^+$ -Ionen als auch die  $^{133}Cs^+$ -Ionen sekundäre Elektronen erzeugen.



**Abb. 4-36** Vergleich von Flugzeitspektren des gepulsten Ionenstrahls ohne PPX-Membran  $\gamma_{(\Delta\tau=8\mu s)}$  und der detektierten Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  erzeugt durch Wechselwirkung der Ionenpulse mit einer PPX-Membran der Dicke  $d_{PPX}=2.8\mu m$  bei einer Pulsbreite von  $\Delta\tau=8\mu s$ . Flugzeitspektren für variierte Spannung an der Probenhalterung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=0V$  und  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-250V$  sowie einer Spannung des Flugrohres von  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2500V$ .



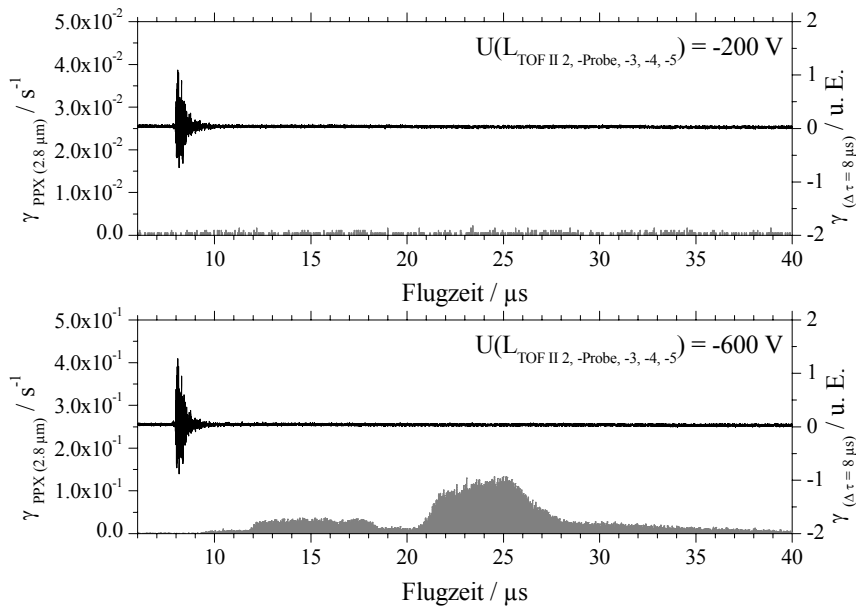
**Abb. 4-37** Vergleich von Flugzeitspektren des gepulsten Ionenstrahls ohne PPX-Membran  $\gamma_{(\Delta\tau=8\mu s)}$  und der detektierten Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  erzeugt durch Wechselwirkung der Ionenpulse mit einer PPX-Membran der Dicke  $d_{PPX}=2.8\mu m$  bei einer Pulsbreite von  $\Delta\tau=8\mu s$ . Flugzeitspektren für variierte Spannung an der Probenhalterung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-350V$  und  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-600V$  sowie einer Spannung des Flugrohres von  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2500V$ .



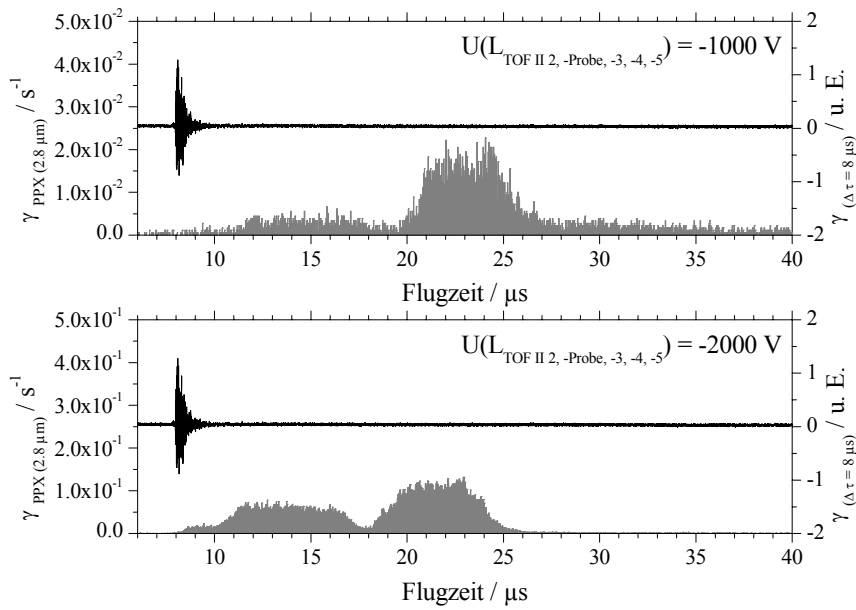
**Abb. 4-38** Vergleich von Flugzeitspektren des gepulsten Ionenstrahls ohne PPX-Membran  $\gamma_{(\Delta\tau=8\mu s)}$  und der detektierten Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  erzeugt durch Wechselwirkung der Ionenpulse mit einer PPX-Membran der Dicke  $d_{PPX}=2.8\mu m$  bei einer Pulsbreite von  $\Delta\tau=8\mu s$ . Flugzeitspektren für variierte Spannung an der Probenhalterung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-2000V$  und  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-2500V$  sowie einer Spannung des Flugrohres von  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2500V$ .

Die Abb. 4-39 bis Abb. 4-41 zeigen Flugzeitspektren mit einer Flugrohrspannung von  $U(L_{TOF II Flugrohr})=+2500V$  und Spannungen der Probenhalterung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-200V$ ,  $-600V$ ,  $-1000V$ ,  $-2000V$ , und  $-2500V$ . Für diese Spannungen werden in Kapitel 4.2.1 unter Verwendung eines kontinuierlichen Ionenstrahls die Erzeugung von sekundären höherenergetischen und niederenergetischen Elektronen  $e^-$  beobachtet. Zunächst wurden auch hier für obige Spannungen an Probenhalterung und Flugrohr separate Messungen ohne Membran durchgeführt. Die mit dem Oszilloskop in unbestimmten Einheiten aufgezeichneten Zählraten  $\gamma_{(\Delta\tau=8\mu s)}$  zeigen für alle untersuchten Spannungen  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$  der Probenhalterung nur das Untergrundsignal. Dies ist verständlich, da für keine der verwendeten Spannungen der Probenhalterung die resultierende kinetische Energie der Ionen ausreicht das retardierende Potential des Flugrohres von  $U(L_{TOF II Flugrohr})=+2500V$  zu überwinden. Der Signalverlauf im Bereich von  $8\mu s-9\mu s$  ist auf ein elektronisches Störsignal zurückzuführen. In allen Flugzeitspektren der Abb. 4-39 bis Abb. 4-41 wurden diesen wiederum die entsprechenden Flugzeitspektren mit einer PPX-Membran der Dicke  $d_{PPX}=2.8\mu m$  in direktem Vergleich gegenübergestellt. Für eine Spannung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-200V$  werden keine Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  außer dem Untergrundsignal beobachtet. Für eine Spannung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-600V$  beobachtet man Zählraten von  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}\approx 2\cdot 10^{-2}-1.3\cdot 10^{-1}s^{-1}$  und für eine Spannung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-1000V$  Zählraten von

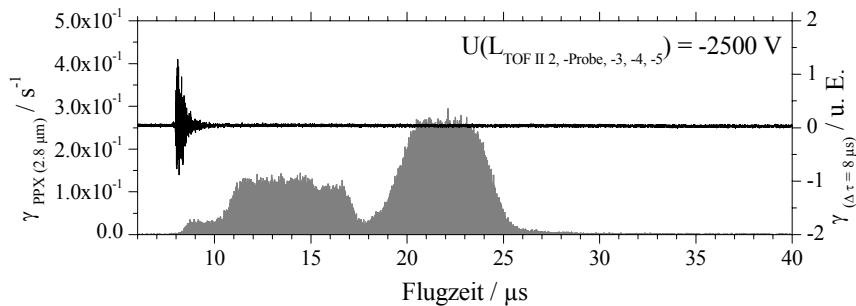
$\gamma_{PPX(2.8\mu m)} \approx 4 \cdot 10^{-3} - 2 \cdot 10^{-2} s^{-1}$ . Wie bereits in Kapitel 4.2.1 mit kontinuierlichem Ionenstrahl können die Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  der Flugzeitspektren der Abb. 4-39 und Abb. 4-40 bei gepulstem Ionenstrahl mit einer Pulsbreite  $\Delta\tau = 8\mu s$  durch die Annahme der Erzeugung von höherenergetischen Elektronen  $e^-$  durch die mit der PPX-Membran wechselwirkenden  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen erklärt werden. Bei Spannungen von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -2000V$  und  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -2500V$  an der Probenhalterung werden in Abb. 4-40 und Abb. 4-41 Flugzeitspektren mit Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)} \approx 1.5 \cdot 10^{-2} - 1.2 \cdot 10^{-1} s^{-1}$  und  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)} \approx 3 \cdot 10^{-2} - 2.6 \cdot 10^{-1} s^{-1}$  detektiert. Die beobachteten Flugzeitspektren sind im Vergleich zu den Spektren bei Spannungen  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -600V$  und  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -1000V$  deutlich zu niedrigeren Flugzeiten hin verschoben. In Kapitel 4.2.1 wurden, für eine Flugrohrspannung von  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = +2500V$  und Spannungen  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) \leq -2000V$ , niederenergetische Elektronen beobachtet. Auch im Falle des gepulsten Ionenstrahls können die beobachteten Flugzeitspektren unter der Annahme von in der Membran erzeugten niederenergetischen Elektronen  $e^-$  erklärt werden, dieses wiederum in Folge von auf die PPX-Membran auftreffenden Alkaliionen. Wie die Amplitudenverläufe der detektierten Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  zeigen, werden sowohl von den auf die Membran auftreffenden  $^{39}K^+$ -Ionen als auch durch die  $^{133}Cs^+$ -Ionen sekundäre höherenergetische und niederenergetische Elektronen erzeugt.



**Abb. 4-39** Vergleich von Flugzeitspektren des gepulsten Ionenstrahls ohne PPX-Membran  $\gamma_{(\Delta\tau=8\mu s)}$  und der detektierten Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  erzeugt durch Wechselwirkung der Ionenpulse mit einer PPX-Membran der Dicke  $d_{PPX} = 2.8\mu m$  bei einer Pulsbreite von  $\Delta\tau = 8\mu s$ . Flugzeitspektren für variierte Spannung an der Probenhalterung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -200V$  und  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -600V$  sowie einer Spannung des Flugrohres von  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = +2500V$ .



**Abb. 4-40** Vergleich von Flugzeitspektren des gepulsten Ionenstrahls ohne PPX-Membran  $\gamma_{(\Delta\tau=8\mu s)}$  und der detektierten Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  erzeugt durch Wechselwirkung der Ionenpulse mit einer PPX-Membran der Dicke  $d_{PPX}=2.8\mu m$  bei einer Pulsbreite von  $\Delta\tau=8\mu s$ . Flugzeitspektren für variierte Spannung an der Probenhalterung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-1000V$  und  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-2000V$  sowie einer Spannung des Flugrohres von  $U(L_{TOF II Flugrohr})=+2500V$ .



**Abb. 4-41** Vergleich von Flugzeitspektren des gepulsten Ionenstrahls ohne PPX-Membran  $\gamma_{(\Delta\tau=8\mu s)}$  und der detektierten Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  erzeugt durch Wechselwirkung der Ionenpulse mit einer PPX-Membran der Dicke  $d_{PPX}=2.8\mu m$  bei einer Pulsbreite von  $\Delta\tau=8\mu s$ . Flugzeitspektren für variierte Spannung an der Probenhalterung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-2500V$  sowie einer Spannung des Flugrohres von  $U(L_{TOF II Flugrohr})=+2500V$ .

#### $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$ bei kontinuierlichem und gepulstem Ionenstrahl; Pulsbreite $\Delta\tau = 8 \mu s$

Bereits im vorangegangenen Unterkapitel wurde der Vergleich zwischen den experimentellen Ergebnissen mit kontinuierlichem Ionenstrahl aus Kapitel 4.2.1 und den Ergebnissen aus den Messungen mit gepulstem Ionenstrahl geführt. Um die Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  der Flugzeitspektren direkt mit den entsprechenden Zählraten der Messungen

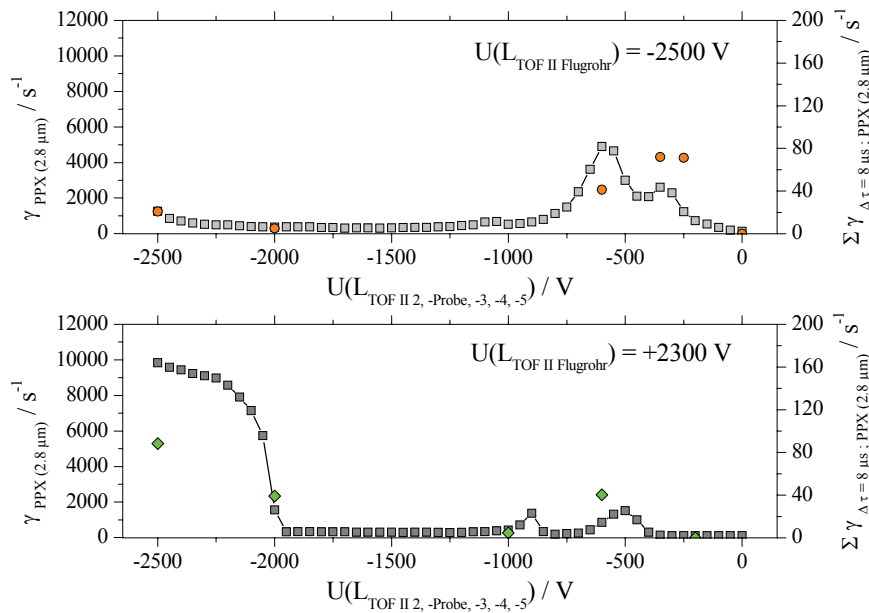
mit kontinuierlichem Strahl vergleichen zu können, werden die Zählraten der Flugzeitspektren gemäß (4.23) für entsprechende Flugzeiten aufsummiert.

$$\sum \gamma_{\Delta\tau=8\mu s; PPX(2.8\mu m)} = \sum_{t=i}^j \gamma_{PPX(2.8\mu m)}(t) \quad (4.23)$$

Hierbei wird vernachlässigt, dass die kinetische Energie der Ionen auf Grund der Pulserzeugung am elektrischen Spiegel durch die Vorder- und Rückflanke der gepulsten Spannung von  $U(L_{Sp2})=300V$  variiert wird. Die so erhaltenen Werte der aufsummierten Zählraten  $\Sigma\gamma_{\Delta\tau=8\mu s; PPX(2.8\mu m)}$  der Flugzeitspektren für unterschiedliche Spannungen an der Probenhalterung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$  werden den entsprechenden Werten der Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  der Messreihen mit kontinuierlichem Strahl gegenübergestellt. Abb. 4-42 zeigt die Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  der Messreihe mit kontinuierlichem Ionenstrahl für eine Spannung am Flugrohr von  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2500V$  und einer variierten Spannung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=0V$  bis  $-2500V$  in direktem Vergleich zu den aufsummierten Zählraten  $\Sigma\gamma_{\Delta\tau=8\mu s; PPX(2.8\mu m)}$  der Messungen für  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2500V$  und  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=0V, -250V, -350V, -600V, -2000V$ , und  $-2500V$  mit gepulstem Ionenstrahl einer Pulsbreite  $\Delta\tau=8\mu s$  sowie die Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  der Messreihe mit kontinuierlichem Ionenstrahl für eine Spannung am Flugrohr von  $U(L_{TOF II Flugrohr})=+2300V$ <sup>28</sup> und einer variierten Spannung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=0V$  bis  $-2500V$  in direktem Vergleich zu den aufsummierten Zählraten  $\Sigma\gamma_{\Delta\tau=8\mu s; PPX(2.8\mu m)}$  der Messungen für  $U(L_{TOF II Flugrohr})=+2500V$  und  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-200V, -600V, -1000V, -2000V$ , und  $-2500V$  mit gepulstem Ionenstrahl einer Pulsbreite  $\Delta\tau=8\mu s$ . Für eine Spannung am Flugrohr von  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2500V$  zeigen die Zählraten  $\Sigma\gamma_{\Delta\tau=8\mu s; PPX(2.8\mu m)}$  des gepulsten Ionenstrahls gegenüber den Zählraten des kontinuierlichen Ionenstrahls  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  einen um den Faktor 60 reduzierten Wertebereich. Im Bereich von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=0V$  bis  $-1000V$  werden Zählraten  $\Sigma\gamma_{\Delta\tau=8\mu s; PPX(2.8\mu m)}$  registriert die transmittierten  $^{39}K^+$ -Ionen und  $^{133}Cs^+$ -Ionen zugeordnet werden können. Für eine Spannung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-2500V$  beobachtet man, in guter Übereinstimmung zum Verhalten bei kontinuierlichem Ionenstrahl, Zählraten  $\Sigma\gamma_{\Delta\tau=8\mu s; PPX(2.8\mu m)}$  die durch niederenergetische Elektronen erzeugt werden. Auch für eine Flugrohrspannung  $U(L_{TOF II Flugrohr})=+2500V$  sind die Zählraten des gepulsten Strahls in guter Übereinstimmung zu den Daten des kontinuierlichen Ionenstrahls mit einer Flugrohrspannung von  $U(L_{TOF II Flugrohr})=+2300V$ . Für  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})\leq -2000V$  werden niederenergetische Elektronen beobachtet und für Spannungen der Probenhalterung im

<sup>28</sup> Eine Messreihe mit kontinuierlichem Ionenstrahl für  $U(L_{TOF II Flugrohr})=+2500V$  existiert nicht. Aus diesem Grunde erfolgt der Vergleich an Hand einer Messreihe mit einer Flugrohrspannung von  $U(L_{TOF II Flugrohr})=+2300V$ .

Bereich von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -300V$  bis  $-1000V$  beobachtet man höher-energetische Elektronen.

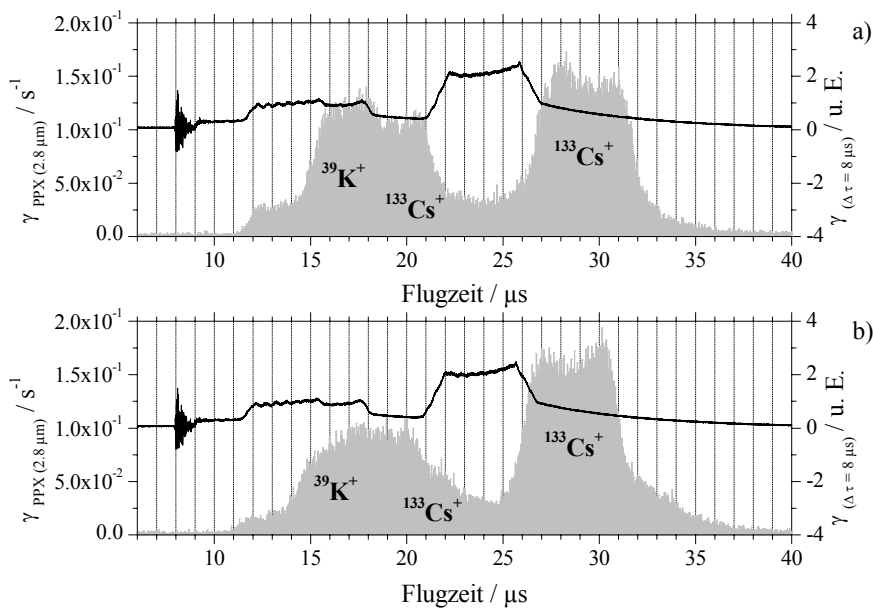


**Abb. 4-42** Vergleiche der detektierten Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  bei kontinuierlichem Ionenstrahl, variiert Spannung der Probenhalterung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = 0V$  bis  $-2500V$  und einer Flugrohrspannung  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -2500V$  &  $+2300V$  mit den über die Flugzeiten summierten Zählraten  $\Sigma \gamma_{\Delta \tau = 8\mu s; PPX(2.8\mu m)}$  der Flugzeitspektren unterschiedlicher Spannungen der Probenhalterung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$  und der Flugrohrspannung  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -2500V$  &  $+2500V$  des gepulsten Ionenstrahls mit  $\Delta \tau = 8\mu s$ . Alle Messreihen bei einer Dicke der PPX-Membran von  $d_{PPX} = 2.8\mu m$ .

### Transmission von $^{39}K^+$ - und $^{133}Cs^+$ -Ionen bei gepulstem Ionenstrahl; Pulsbreite $\Delta \tau = 8 \mu s$

Im folgenden Unterkapitel erfolgt eine genauere Analyse der Flugzeitspektren für jenen Spannungsbereich von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$  in welchem die Transmission von  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen in Abb. 4-36 und Abb. 4-37 beobachtet wird. Hierzu werden zunächst signifikante Markierungen ( $t_1, t_2, t_3, t_4, t_5, t_6, t_7$ ) im Amplitudenverlauf der Zählraten  $\gamma_{(\Delta \tau = 8\mu s)}$  des Flugzeitspektrums ohne Membran und bei  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -2500V$  festgelegt (Abb. 4-36). Die Markierungen ( $t_1, t_2, t_3, t_4$ ) können dabei Flugzeiten der  $^{39}K^+$ -Ionen und ( $t_5, t_6, t_7$ ) Flugzeiten der  $^{133}Cs^+$ -Ionen des Flugzeitspektrums ohne Membran bei  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -2500V$  und  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = 0V$  zugeordnet werden. An Hand dieser Marken erfolgen Vergleiche der variierenden Flugzeiten der Flugzeitspektren ohne und mit Membran und für entsprechende Spannungen von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$  und  $U(L_{TOF II Flugrohr})$ . Für alle Flugzeitspektren ohne Membran

können diese Marken auf Grund des Auflösungsvermögens von  $Ins$  genau bestimmt werden. Für die Flugzeitspektren mit PPX-Membran ergibt sich eine Auflösung der Spektren durch die verwendete Zählerelektronik von  $24ns$ . Nicht bei allen Flugzeitspektren mit PPX-Membran können die Marken auf Grund des Amplitudenverlaufes von  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  mit dieser Genauigkeit bestimmt werden, der hierbei auftretende mögliche Ablesefehler für die Flugzeiten wird mit  $\pm 250ns$  abgeschätzt. Die Abb. 4-43 zeigt die Flugzeitspektren der durch die PPX-Membran der Dicke  $d_{PPX}=2.8\mu m$  transmittierten  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen für  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-250V$  und  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-350V$  in direktem Vergleich mit den zugehörigen Flugzeitspektren ohne Membran.



**Abb. 4-43** Flugzeitspektren und Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$ , bei gepulstem Ionenstrahl mit  $\Delta\tau=8\mu s$ , transmittierter  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen durch eine PPX-Membran der Dicke  $d_{PPX}=2.8\mu m$  für Spannungen der Probenhalterung von a)  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-250V$  und b)  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-350V$ . Vergleich in a) und b) mit Flugzeitspektren und Zählraten  $\gamma_{\Delta\tau=8\mu s}$  ohne Membran. Flugrohrspannung  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2500V$ .

Für die aus den Flugzeitmassenspektren für  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-250V, -350V$  und  $-600V$  gewonnen Flugzeiten der obigen Markierungen der Zählraten  $\gamma_{(\Delta\tau=8\mu s)}$  und  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  ergeben sich gemäß der Gleichung (4.24) Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$ .

$$\Delta t(t_i) = t_i \left( \gamma_{PPX(2.8\mu m)} \right) - t_i \left( \gamma_{\Delta\tau=8\mu s} \right) \quad (4.24)$$

Die Werte sind in Tab. 4-7 aufgeführt und in Abb. 4-47 (S.193) grafisch aufgetragen.



**Tab. 4-7** Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  für die Markierungen  $t_i$  ( $i=1-7$ ) für die verschiedenen Spannungen an der Probenhalterung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -250V, -350V$  und  $-600V$ .  $t_1$  entfällt auf Grund des elektronischen Störsignals in den Flugzeitspektren ohne PPX-Membran.

$t_i$	$\Delta t(t_i) / \mu s$ $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$ $= -250V$	$\Delta t(t_i) / \mu s$ $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$ $= -350V$	$\Delta t(t_i) / \mu s$ $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$ $= -600V$
$t_2$	2.896	2.471	2.464
$t_3$	3.667	2.637	2.535
$t_4$	2.836	2.46	1.973
$t_5$	3.009	2.419	2.154
$t_6$	4.994	4.485	4.223
$t_7$	5.152	4.827	3.516

In Abb. 4-47 wurden die Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  der  $^{39}K^+$ -Ionen ( $^{39}K^+(t_2) - ^{39}K^+(t_4)$ ) und die Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  der  $^{133}Cs^+$ -Ionen ( $^{133}Cs^+(t_5) - ^{133}Cs^+(t_7)$ ) separat gegen die Spannung der Probenhalterung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$  bzw. die kinetischen Energie der auf die Membran auftreffenden  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen aufgetragen. Hierbei wird die Variation der kinetischen Energie auf Grund der Pulserzeugung nicht berücksichtigt. Abb. 4-47 verdeutlicht das für beide Ionensorten mit zunehmend negativer Spannung der Probenhalterung bzw. für größere kinetische Energie der auf die Membran auftreffenden Ionen die Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  kleinere Werte annehmen. Für die  $^{133}Cs^+$ -Ionen werden in der Tendenz größere Flugzeitdifferenzen im Vergleich zu den  $^{39}K^+$ -Ionen beobachtet.

Im Folgenden soll mit Hilfe der Flugzeitdifferenzen für den Transport der  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen durch die  $2.8\mu m$  dicke PPX-Membran ein einfaches Modell erarbeitet werden. Da die eventuellen Aufladungsprozesse der Vorder- und Rückseite der PPX-Membran nicht experimentell zugänglich sind sollen diese an dieser Stelle in einer ersten Näherung zunächst vernachlässigt werden. Dies bedeutet konkret das Einflüsse auf die beobachteten Flugzeiten wie eine Abbremsung im elektrischen Feld zwischen der statisch aufgeladenen Membranvorderseite und der Linse  $L_{TOF II 2}$  oder eine Beschleunigung von transmittierten Ionen im elektrischen Feld einer statisch aufgeladenen Membranrückseite und der Linse  $L_{TOF II 3}$  nicht berücksichtigt werden. Im Weiteren soll für das Transportmodell eine schnelle Abbremsung der Ionen auf niedrige kinetische

Energien in den obersten Schichten der PPX-Membran angenommen werden. Diese Annahme erscheint realistisch da Simulationen für  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen mit einer kinetischen Energie von  $E_{kin}=3\text{keV}$  eine Eindringtiefe von  $\approx 10\text{nm}$  für  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen und  $\approx 15\text{nm}$  für  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen ergeben.

Für den Transport durch die PPX-Membran wird im Folgenden zunächst eine Diffusion nach Einstein-Smoluchowski gemäß Gleichung (4.25) angenommen. Hierbei werden die experimentell bestimmten Flugzeitdifferenzen aus Tab. 4-7 und die Membrandicke  $d_{PPX}=2.8\mu\text{m}$  zur Bestimmung von Diffusionskoeffizienten verwendet.

$$D_{PPX(2.8\mu\text{m})} = \frac{\langle x^2(t) \rangle}{2t} = \frac{d_{PPX}^2}{2\Delta t(t_i)} \quad (4.25)$$

Da die hierbei verwendeten Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  neben der Diffusionsdauer durch die Membran auch die Flugzeit der Ionen von der PPX-Membran zum Detektor enthält stellen die so bestimmten Werte der Diffusionskoeffizienten Untergrenzen für diesen Prozess dar. Die sich aus diesen Modellannahmen ergebenden Diffusionskoeffizienten  $D_{PPX(2.8\mu\text{m})}$  sind in Tab. 4-8 aufgeführt.

**Tab. 4-8** Diffusionskoeffizienten  $D_{PPX(2.8\mu\text{m})}$  nach (4.25) aus den Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  für die Markierungen  $t_i$  ( $i=2-7$ ) und verschiedene Spannungen an der Probenhalterung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-250\text{V}$ ,  $-350\text{V}$  und  $-600\text{V}$ .  $t_1$  entfällt auf Grund des elektronischen Störsignals in den Flugzeitspektren ohne PPX-Membran.

$\Delta t(t_i)$	$D_{PPX(2.8\mu\text{m})} / \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -250\text{V}$	$D_{PPX(2.8\mu\text{m})} / \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -350\text{V}$	$D_{PPX(2.8\mu\text{m})} / \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -600\text{V}$
$t_2$	$1.354 \cdot 10^{-2}$	$1.586 \cdot 10^{-2}$	$1.591 \cdot 10^{-2}$
$t_3$	$1.069 \cdot 10^{-2}$	$1.487 \cdot 10^{-2}$	$1.546 \cdot 10^{-2}$
$t_4$	$1.382 \cdot 10^{-2}$	$1.593 \cdot 10^{-2}$	$1.987 \cdot 10^{-2}$
$t_5$	$1.303 \cdot 10^{-2}$	$1.621 \cdot 10^{-2}$	$1.82 \cdot 10^{-2}$
$t_6$	$7.849 \cdot 10^{-3}$	$8.74 \cdot 10^{-3}$	$9.283 \cdot 10^{-3}$
$t_7$	$7.609 \cdot 10^{-3}$	$8.121 \cdot 10^{-3}$	$1.115 \cdot 10^{-2}$

Alle gemäß (4.25) bestimmten Werte der Diffusionskoeffizienten  $D_{PPX(2.8\mu\text{m})}$  werden für kleiner werdende Werte der Spannung an der Probenhalterung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$  größer. Diese Tendenz ist für alle untersuchten Pulsbreiten  $\Delta\tau$  zu beobachten (siehe Tab. 8-9 und Tab. 8-15, Kapitel 8.4.2). Wie aus Tab. 4-8 zu ersehen ist, sind die

Diffusionskoeffizienten der  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen ( $\Delta t(t_2) - \Delta t(t_4)$ ) tendenziell größer als die Diffusionskoeffizienten der  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen ( $\Delta t(t_5) - \Delta t(t_7)$ ). Der Wertebereich für die Pulsbreite  $\Delta\tau = 8\mu\text{s}$  kann mit  $D_{\text{PPX}(2.8\mu\text{m})}(^{39}\text{K}^+; \Delta\tau = 8\mu\text{s}) \approx 1.07 \cdot 10^{-2} - 1.99 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  und  $D_{\text{PPX}(2.8\mu\text{m})}(^{133}\text{Cs}^+; \Delta\tau = 8\mu\text{s}) \approx 7.6 \cdot 10^{-3} - 1.82 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  angegeben werden. Trotz der reproduzierbaren Tendenz, sowohl der Flugzeitdifferenzen als auch der daraus unter der Modellannahme resultierenden Diffusionskoeffizienten, werden auf Grund der auftretenden Ungenauigkeit ( $\pm 250 \text{ ns}$ ) in der Bestimmung der Markierungen ( $t_1, t_2, t_3, t_4, t_5, t_6, t_7$ ), weitere Untersuchungen mit kleineren Pulsbreiten  $\Delta\tau < 1\mu\text{s}$  des gepulsten Ionenstrahls angestrebt. Ein Vergleich der Diffusionskoeffizienten  $D_{\text{PPX}(2.8\mu\text{m})}(^{39}\text{K}^+; \Delta\tau = 8\mu\text{s})$  und  $D_{\text{PPX}(2.8\mu\text{m})}(^{133}\text{Cs}^+; \Delta\tau = 8\mu\text{s})$  mit Literaturwerten zeigt Tab. 4-9.

Der Vergleich der nach (4.25) berechneten Diffusionskoeffizienten  $D_{\text{PPX}(2.8\mu\text{m})}$  mit den von H. Yasuda et al. [137] an Parylene N Membranen bestimmten Diffusionskoeffizienten für  $\text{N}_2$ ,  $\text{O}_2$  und  $\text{CO}_2$  zeigt eine Diskrepanz der Werte in einer Größenordnung von  $\approx 10^6$ . Die von H. Yashuda et al. [137] bestimmten Diffusionskoeffizienten zeigen insbesondere das der dort untersuchte Transport der neutralen Moleküle  $\text{N}_2$ ,  $\text{O}_2$  und  $\text{CO}_2$  einer Diffusion in Flüssigkeiten oder einem Fluss im Festkörper nahe kommt. Auf Grund der hier experimentell bestimmten Untergrenzen für  $D_{\text{PPX}(2.8\mu\text{m})}$  kann ein derartiger Transport durch das PPX-Material ausgeschlossen werden. Damit verbleibt die bereits in Kapitel 4.2.1 angesprochene Modellvorstellung des Transportes der  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen durch Nanokapillare und Porositäten der Membran. Wie Untersuchungen mit einem AFM, der Firma Schaefer Technologie GmbH, an den hier verwendeten PPX-Membranen zeigten, können die Durchmesser der an den Membranen auftretenden Nanokapillaren und Porositäten, in guter Übereinstimmung mit den Untersuchungen von H. Yasuda et al. [137] an Parylene N Membranen, mit  $\varnothing_{\text{Pore PPX}} < 0.5\mu\text{m}$  abgeschätzt werden. Mit dem in der Hauptkammer unter Versuchsbedingungen auftretenden Druck von  $p_{\text{Haupt}} \approx 1 \cdot 10^{-8} \text{ mbar}$  ergeben sich mittlere freie Weglängen der innerhalb der Nanokapillaren und Porositäten transportierten Alkaliionen von  $\bar{\lambda} \approx 1 \cdot 10^6 \text{ cm}$ . Unter Annahme einer Diffusion als Transportmodell wären somit die Bedingungen für eine Knudsen Diffusion gegeben,  $\bar{\lambda} \gg \varnothing_{\text{Pore PPX}}$ . Für die entsprechenden Diffusionskoeffizienten gilt Gleichung (2.73). Auf eine explizite Bestimmung wird hier zunächst verzichtet. In den bisherigen Überlegungen dieses Unterkapitels zu einem Transportmodell der Alkaliionen durch PPX-Membranen wurde der Ladungszustand der transportierten Spezies nicht explizit berücksichtigt. Im Folgenden soll dieses nun eingehender behandelt werden.

**Tab. 4-9** Vergleich der experimentell nach (4.25) aus den Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  bestimmten Diffusionskoeffizienten  $D_{PPX(2.8\mu m)}(^{39}K^+; \Delta\tau=2\mu s)$ ,  $D_{PPX(2.8\mu m)}(^{39}K^+; \Delta\tau=4\mu s)$ ,  $D_{PPX(2.8\mu m)}(^{39}K^+; \Delta\tau=8\mu s)$ ,  $D_{PPX(2.8\mu m)}(^{133}Cs^+; \Delta\tau=4\mu s)$  und  $D_{PPX(2.8\mu m)}(^{133}Cs^+; \Delta\tau=8\mu s)$  mit Literaturwerten.

Stoff mit Diffusionsmedium	T / K	p / mbar	D / cm <sup>2</sup> s <sup>-1</sup>	Quelle
<sup>39</sup> K <sup>+</sup> in PPX ; $\Delta\tau = 2\mu s$	293	$\approx 1 \cdot 10^{-8}$	$1.17 - 2.25 \cdot 10^{-2}$	diese Arbeit
<sup>39</sup> K <sup>+</sup> in PPX ; $\Delta\tau = 4\mu s$	293	$\approx 1 \cdot 10^{-8}$	$1.23 - 6.04 \cdot 10^{-2}$	diese Arbeit
<sup>39</sup> K <sup>+</sup> in PPX ; $\Delta\tau = 8\mu s$	293	$\approx 1 \cdot 10^{-8}$	$1.07 - 1.99 \cdot 10^{-2}$	diese Arbeit
<sup>133</sup> Cs <sup>+</sup> in PPX ; $\Delta\tau = 4\mu s$	293	$\approx 1 \cdot 10^{-8}$	$0.76 - 1.82 \cdot 10^{-2}$	diese Arbeit
<sup>133</sup> Cs <sup>+</sup> in PPX ; $\Delta\tau = 8\mu s$	293	$\approx 1 \cdot 10^{-8}$	$0.76 - 1.82 \cdot 10^{-2}$	diese Arbeit
O <sub>2</sub> in PPX;	298	$\approx 1000$	$4.01 - 6.59 \cdot 10^{-8}$	[137]
N <sub>2</sub> in PPX;	298	$\approx 1000$	$1.74 - 3.77 \cdot 10^{-8}$	[137]
CO <sub>2</sub> in PPX;	298	$\approx 1000$	$2.0 - 3.64 \cdot 10^{-8}$	[137]
K <sup>+</sup> ; KCl in H <sub>2</sub> O	298	1000	$1.96 \cdot 10^{-5}$	[237,238]
Na <sup>+</sup> ; NaCl in H <sub>2</sub> O	298	1000	$1.25 \cdot 10^{-5}$	[239]
K <sup>+</sup> ; KCl in NaCl	831	1000	$8.8 \cdot 10^{-5}$	[239]
H <sub>2</sub> in H <sub>2</sub>	296	1000	$1.65 \cdot 10^0$	[239]
Xe in Xe	273	1000	$4.8 \cdot 10^{-2}$	[239]
H <sub>2</sub> in Luft	301	1000	$7.0 \cdot 10^{-2}$	[239]
I <sub>2</sub> in Luft	303	1000	$8.5 \cdot 10^{-2}$	[239]

Der Transport von Ionen in wässriger Lösung und Elektrolyten durch Nanoporen findet zum gegenwärtigen Zeitpunkt ein breites Interesse in der Wissenschaft. Insbesondere der Effekt der Ionenstromgleichrichtung in Nanoporen und Nanoröhren ist von besonderem Interesse. Dabei sind die Eigenschaften der Nanoporen hinsichtlich des Transportes bis zum jetzigen Zeitpunkt noch nicht vollständig verstanden. Als ein

Übersichtsartikel hierzu sei der Artikel von Z. Siwy genannt [140]. Für weiterführende Literatur sei hier auf die folgenden Quellen verwiesen [138,139,237,238,240-264]. Eine quantitative Beschreibung des Ionentransports durch Nanoporen kann durch das Poisson Nernst-Planck (PNP) Modell erfolgen. Eine Ausarbeitung einer quantitativen Beschreibung eines Ionenstroms durch eine einzelne konische Nanopore unter dem Einfluss eines äußeren elektrostatischen Feldes wurde von J. Cervera et al. vorgestellt [265]. Dieses Modell basiert auf der Poisson-, Nernst-Planck- und Kontinuitätsgleichung aus (4.26).

$$\begin{aligned} J &= -D \left( \nabla n + n^* \nabla \Phi^* \frac{z q}{k T} \right) \\ \varepsilon_0 \nabla^* [\varepsilon_r(r) \nabla \Phi(r)] &= -q \sum_i z_i n_i(r) - \rho \\ \nabla J &= 0 \end{aligned} \quad (4.26)$$

Hierbei definiert die Nernst-Planck-Gleichung den Ionenfluß  $J$  durch die Nanopore,  $D$  den Diffusionskoeffizient der transportierten Ionenspezies,  $n$  die Ionendichte,  $\text{grad}(n)$  den ionischen Dichtegradienten und  $\text{grad}(\Phi)$  den Gradienten des elektrischen Potentials. Das elektrische Potential innerhalb der Pore welches durch die Poisson-Gleichung definiert wird ist hierbei abhängig von den in der Pore akkumulierten Ladungen.  $\varepsilon_0$  ist die elektrische Feldkonstante oder dielektrische Konstante des Vakuums,  $\varepsilon_r$  die relative Dielektrizitätskonstante des transportierenden Mediums, respektive der Lösung oder des Elektrolyten, innerhalb der Pore und  $\rho$  repräsentiert die externen Ladungen welche in die Porenwände inkorporiert wurden. Die Summation über  $i$  berücksichtigt die unterschiedlichen durch die Pore transportierten Ionenspezies. Trotz der Möglichkeit mit diesem Modell den Transport von Ionen durch eine konische Nanopore und auch deren asymmetrische Strom-Spannungskennlinie quantitativ beschreiben zu können wird die Korrektheit des Modells für reale Nanoporen von Z. Siwy et al. angezweifelt [140]. Kritikpunkt ist an dieser Stelle die Annahme von J. Cervera und auch anderer Autoren den Ionentransport mittels makroskopischer Größen beschreiben zu können. So scheint die Annahme eines makroskopischen Diffusionskoeffizienten für  $K^+$ -Ionen wie er in elektrolytischen Lösungen auftritt für den Ionentransport durch Nanoporen nicht zulässig. Wie W. Im [266,267], J. M. Xue [237,238,263] und Y. W. Tang [258] zeigten kann der Diffusionskoeffizient für Ionen in Abhängigkeit von der Porengröße variieren und für kleine Porendurchmesser um bis zu 50% reduziert werden. Im Weiteren zeigten A. Alcaraz et al. das der Diffusionskoeffizient innerhalb von Nanoporen von der kationischen oder anionischen Selektivität der Pore abhängig ist [268]. In Gleichung (4.26) wird die makroskopische Größe der Ionenkonzentration  $n$  verwendet. Nach Z. Siwy kann, an Hand einer Beispielrechnung, in dem für das asymmetrische Strom-Spannungs Verhalten verantwortlichen Volumen einer Nanopore die Anzahl der dort befindlichen Ionen auf  $\approx 24$  abgeschätzt werden [140]. Hiermit folgern Siwy et al. das

die Verwendung des makroskopischen Begriffes einer Ionenkonzentration für diesen Zusammenhang in Frage gestellt werden muss. Das von Siwy et al. vorgestellte Modell des „Rocking Ratched and Electrostatic Trap“ basiert zum einen auf der elektrostatischen Wechselwirkung zwischen den durch die Nanoporen transportierten Ionen und den an den Porenwänden inkorporierten Ionen und zum anderen auf der zusätzlichen Überlagerung eines von außen einwirkenden elektrischen Potentials. Grundlage des Modells sind die experimentellen Bedingungen und Ergebnisse unter denen ein asymmetrischer Verlauf in den Strom-Spannungskennlinien bei asymmetrischen Nanoporen beobachtet wird. Dazu gehören i) ein Öffnungsdurchmesser der Porenspitze welcher eine vergleichbare Größenordnung zu der Dicke der an den Porenwänden entstehenden elektrischen Doppelschicht besitzt, ii) eine Oberflächenladung an den Porenwänden, und iii) die Wechselwirkung der Ionen mit den Porenwänden ist asymmetrisch in Bezug auf die beiden Porenöffnungen. Z. Siwy et al. zeigten im Weiteren, dass das Vorzeichen der Oberflächenladung die Richtung des Ionenstroms und des asymmetrischen Verlaufes der  $I$ - $U$ -Kennlinie bestimmt [252]. Damit konnte gezeigt werden, dass die Wechselwirkung der transportierten Ionen mit den Oberflächenladungen an den Porenwänden die Ursache der Selektivität der Poren darstellt. Zur Kalkulation des elektrischen Potentials eines Kations innerhalb einer konischen Nanopore geben Siwy et al. die Gleichung (4.27) an [139,252,253]:

$$V(y) = -2\pi\rho \int_0^L dy' \frac{h(y') e^{-\lambda R(y,y')}}{R(y,y')} \quad (4.27)$$

Hierbei ist  $\rho$  die Oberflächenladungsdichte an den Porenwänden,  $R$  der Abstand zwischen einem Kation auf der Porenachse und den negativen Ladungen an den Porenwänden,  $L$  beschreibt die Länge der Pore,  $h(y')$  ist der Radius der Pore am Punkt  $y'$ . Für eine konische Nanopore ohne äußeres Feld ist der Potentialverlauf asymmetrisch und besitzt ein Minimum. Das Potentialminimum befindet sich hierbei an der Spitze der konischen Nanopore. Einen ähnlichen Verlauf für das interne Potential finden Z. Siwy et al. für zylindrische Nanoporen mit einer asymmetrischen Oberflächenladungsverteilung [242]. Im Falle der zylindrischen Nanopore ist das Potentialminimum auf der Membranseite mit negativer Ladung zu finden. Im Falle eines zusätzlichen externen elektrischen Feldes führt eine einfache Superposition zwischen internem und externem elektrischem Feld, je nach Polarität des externen Feldes, zu zwei unterschiedlichen Potentialprofilen. Eines erzeugt eine elektrostatische Falle für die transmittierten Ionen, was die Transmission verhindert und einem Ausschalten des Ionenstromes gleich kommt. Das Zweite Potentialprofil enthält keine elektrostatische Falle und führt zu einem Ionentransport bzw. einem Ionenstrom durch die Nanopore. Der von Z. Siwy et al. gewählte Ansatz, den Ionentransport durch Nanoporen an Hand der Wechselwirkung einzelner Ionen mit den Oberflächenladungen der Porenwände zu beschreiben, findet

sich auch in dem in Kapitel 2.3.2 von N. Stolterfoth und R. Hellhammer entwickelten Modell der geführten Transmission hochgeladener Ionen durch Nanokapillaren wieder.

Die nachfolgende Abschätzung soll zeigen dass auch für die in dieser Arbeit untersuchten Transportphänomene der  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen durch PPX-Membranen ein Modell zu favorisieren ist, welches den Transport der Ionen durch die Wechselwirkung einzelner Ionen mit den Oberflächenladungen an den Wände der in den Membranen befindlichen Kapillaren beschreibt. Hierzu wird die Anzahl  $N_{Kap}(X^+)$  der während des Transportprozesses in den Kapillaren der PPX-Membran befindlichen Ionen abgeschätzt. Wie aus Abb. 4-42 sowie der Abb. 8-62 und Abb. 8-74 im Kapitel 8.4.2 des Anhangs hervorgeht, werden unter den experimentellen Bedingungen eines kontinuierlichen Ionenstrahles die höchsten detektierten Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  für die Transmission von  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen durch eine PPX-Membran der Dicke  $d_{PPX}=2.8\mu m$  beobachtet. Diese können im Maximum der Transmission für  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-600V$  und  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2500V$  mit  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}\approx 5000s^{-1}$  angegeben werden. Aus den Flugzeitdifferenzen der Tab. 4-7 können mittels SIMION Simulationen die kinetischen Energien der transmittierten  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen im Falle eines gepulsten Ionenstrahls der Pulsbreite  $\Delta\tau=8\mu s$  bestimmt werden. Die Simulationen ergeben hierbei kinetische Energien der  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen nach Transmission durch die PPX-Membran von  $E_{kin}\leq 100eV$ . Für die Geschwindigkeiten der  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen ergeben sich aus Gleichung (4.28) die Werte  $v(^{39}\text{K}^+)\approx 22254.3ms^{-1}$  und  $v(^{133}\text{Cs}^+)\approx 12049.6ms^{-1}$ .

$$v(X^+) = \sqrt{\frac{2E_{kin}}{m_{X^+}}} \quad (4.28)$$

Unter der Annahme dass die Ionen bereits in den obersten Schichten bzw. in der Eintrittsöffnung der Nanokapillaren der Membran auf diese kinetischen Energien abgebremst werden, und danach mit konstanter Geschwindigkeit durch die Kapillaren transferiert werden, ergeben sich für die Flugzeiten der  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen durch eine zylindrische achsenparallele Nanokapillare der Länge  $L_{KapPPX(2.8\mu m)}=2.8\mu m$  mit Gleichung (4.29) die Werte  $t_{FlugPPX(2.8\mu m)}(^{39}\text{K}^+)=1.26*10^{-10}s$  und  $t_{FlugPPX(2.8\mu m)}(^{133}\text{Cs}^+)=2.32*10^{-10}s$ .

$$t_{FlugPPX(2.8\mu m)}(X^+) = \frac{L_{KapPPX(2.8\mu m)}}{v(X^+)} \quad (4.29)$$

Da die Kapillarendichte der untersuchten PPX-Membranen nicht bekannt ist soll in der Abschätzung der Anzahl  $N_{Kap}(X^+)$  von einem Transport der  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen durch eine einzelne Kapillare ausgegangen werden. Hieraus folgt für die Anzahl  $N_{Kap}(X^+)$  Gleichung (4.30).

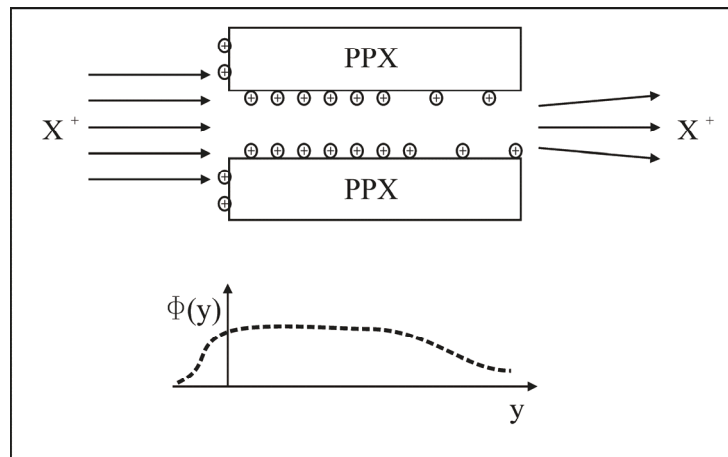
$$N_{Kap}(X^+) = t_{FlugPPX(2.8\mu m)}(X^+) * \gamma_{PPX(2.8\mu m)} \quad (4.30)$$

Unter der Annahme, dass es sich bei den Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  jeweils ausschließlich um  $^{39}\text{K}^+$ - oder  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen handelt ergibt sich  $N_{Kap}(^{39}\text{K}^+) \approx 630 \cdot 10^{-9}$  und  $N_{Kap}(^{133}\text{Cs}^+) \approx 1160 \cdot 10^{-9}$ . Damit sind, unter den experimentellen Bedingungen eines kontinuierlichen Ionenstrahls, die Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  auf den Transport einzelner  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen durch die Nanokapillaren der PPX-Membranen zurückzuführen. Unter Verwendung eines gepulsten Ionenstrahls der Breiten  $\Delta\tau=8\mu s$ ,  $\Delta\tau=4\mu s$  und  $\Delta\tau=2\mu s$  werden, für  $U(L_{TOF} \text{ II } 2, -Probe, -3, -4, -5) = -600V$  und  $U(L_{TOF} \text{ II Flugrohr}) = -2500V$ , Zählraten  $\Sigma\gamma_{\Delta\tau=8\mu s; PPX(2.8\mu m)} \approx 4 \text{ s}^{-1}$ ,  $\Sigma\gamma_{\Delta\tau=4\mu s; PPX(2.8\mu m)} \approx 1 \text{ s}^{-1}$  und Zählraten  $\Sigma\gamma_{\Delta\tau=2\mu s; PPX(2.8\mu m)} \approx 1 \text{ s}^{-1}$  gemessen (siehe Abb. 4-42, Abb. 8-62 und Abb. 8-74). Somit kann auch im Falle des gepulsten Ionenstrahls auf Grund der bisherigen experimentellen Ergebnisse von einem Transport einzelner  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen durch die Nanokapillaren und Porositäten der PPX-Membranen ausgegangen werden.

Wie aus den Abb. 4-42, Abb. 8-62 und Abb. 8-74 hervorgeht werden für Spannungswerte an der Probenhalterung  $U(L_{TOF} \text{ II } 2, -Probe, -3, -4, -5) < -250V$  abnehmende Zählraten  $\Sigma\gamma_{\Delta\tau=8\mu s; PPX(2.8\mu m)}$ ,  $\Sigma\gamma_{\Delta\tau=4\mu s; PPX(2.8\mu m)}$  und Zählraten  $\Sigma\gamma_{\Delta\tau=2\mu s; PPX(2.8\mu m)}$  detektiert. Für Spannungswerte an der Probenhalterung von  $U(L_{TOF} \text{ II } 2, -Probe, -3, -4, -5) = 0V$  und  $-2000V$  werden für alle verwendeten Pulsbreiten  $\Delta\tau=8\mu s$ ,  $4\mu s$  und  $2\mu s$  Zählraten im Bereich des Untergrundsignals beobachtet. Diese Ergebnisse sind konsistent mit den experimentellen Ergebnissen des Kapitels 4.2.1 mit kontinuierlichem Ionenstrahl. Erst oberhalb eines Schwellwertes der kinetischen Energie der auf die Membran auftreffenden Ionen von  $E_{kin} \approx 150eV$  werden transmittierte  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen beobachtet. Ebenso werden oberhalb eines Grenzwertes der kinetischen Energie der Alkaliionen von  $E_{kin} \approx 1000eV$  keine transmittierte  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen registriert. Dieses Verhalten einer Abnahme der Zählraten bzw. des beobachteten Signals der durch die Nanokapillaren transmittierten Ionen, in Abhängigkeit von einer zunehmenden kinetischen Energie der primären auf die Membran auftreffenden Ionen, wird auch von N. Stolterfoth et al. für die geführte Transmission hochgeladener Ionen durch Nanokapillaren so beobachtet und dokumentiert [143,144,158,159]. Die ersten experimentellen Untersuchungen und Ergebnisse zum zeitlich aufgelösten Transport von Alkaliionen durch PPX-Membranen unter Verwendung eines gepulsten Ionenstrahls in diesem Kapitel sind in guter Übereinstimmung mit dem bereits in Kapitel 4.2.1 skizzierten einfachen Transportmodell. Hierbei war von einem Transport der Ionen durch mit Oberflächenladungen versehenen Nanokapillaren der Membranen ausgegangen worden.

An Hand der folgenden Abb. 4-44 wird noch einmal das sich aus den experimentellen Ergebnissen der Kapitel 4.2.1 und Kapitel 4.2.2 abgeleitete rudimentäre Modell des Transportes der  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen durch PPX-Membranen skizziert.





**Abb. 4-44** Skizze zum Transport von Ionen  $X^+$  durch eine Nanokapillare einer PPX-Membran mit Oberflächenladungen an der Wand der Kapillare und der Vorderseite der Membran. Skizzierter Potentialverlauf  $\Phi(y)$  in Richtung des Transportes.

Abb. 4-44 skizziert den Transport von Ionen  $X^+$  durch eine mit Oberflächenladungen versehene Nanokapillare einer PPX-Membran. Hierbei können die Ionen, infolge einer vorherigen Aufladung der Vorderseite der Membran durch auftreffende Ionen  $X^+$ , abgebremst werden. Je nach Ladungszustand der Membranvorderseite bzw. des Eintrittsbereiches der Nanokapillare wirkt die dort deponierte Oberflächenladung als Potentialbarriere für die nachfolgenden Ionen  $X^+$ . Damit können an dieser Stelle nur Ionen mit ausreichender kinetischer Energie die Potentialbarriere überwinden und durch die Kapillare transferiert werden. Bei einer, wie hier zunächst angenommener, gleichmäßiger Aufladung der Kapillarwand werden die Ionen bei konstantem Potential entlang der Kapillare in Flugrichtung geführt. Hierbei zeigt die Darstellung der Kapillare in Abb. 4-44 zunächst eine achsenparallele zylindrische Kapillare. Im Allgemeinen kann jedoch davon ausgegangen werden dass die in der Membran anzutreffenden Nanokapillaren von dieser idealen Darstellung abweichen, d. h. sowohl eine Variation des Kapillarradius als auch des Winkels gegenüber der Strahlachse wird bevorzugt gegenüber der obigen Abbildung anzutreffen sein. Hieraus folgt auch die Tatsache dass der Transfer der Ionen  $X^+$  und die anschließend detektierten Zählraten  $\gamma_{PPX}(X^+)$  eine Abhängigkeit von der kinetischen Energie der Ionen aufzeigen. Bei steigender kinetischer Energie sind zunehmend Wechselwirkungen der Ionen mit den Kapillarwänden anzunehmen in deren Folge die Ionen neutralisiert werden oder auf Grund anderer sekundärer Prozesse die Zählraten  $\gamma_{PPX}(X^+)$  reduzieren. Im Ausgangsbereich der Nanokapillare kann je nach Ladungszustand der Kapillarwand oder Rückseite der Membran eine Variation des Emissionswinkels oder eine Beschleunigung der aus der Kapillare austretenden Ionen erfolgen. Damit erscheinen neben der Geometrie der Nanokapillaren, die Ladungszustände der Kapillaren sowie der Membranoberflächen, und

damit verbunden deren Auf- und Entladungsprozesse über die Oberfläche und den Festkörper der PPX-Membran, entscheidenden Einfluss auf den Transport der Ionen durch die Membran zu nehmen. Hierzu werden z. Z. umfangreiche weiterführende experimentelle Untersuchungen durchgeführt. Zu dem in Abb. 4-44 dargestellten resultierenden Potentialverlauf  $\Phi(y)$ , welcher aus den Ladungszuständen der Membranoberflächen und den Oberflächenladungen der Nanokapillaren resultiert, und den mit diesem wechselwirkenden Ionen sind umfangreiche analytische Rechnungen und Simulationen in Vorbereitung.

### **Emission von niederenergetischen $e^-$ bei gepulstem Ionenstrahl;**

#### **Pulsbreite $\Delta\tau = 8 \mu s$**

In dem anschließenden Unterkapitel wird eine genauere Analyse der Flugzeitspektren für die Spannung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -2500V$ ,  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -2500V$  der Abb. 4-38 und dem Spannungsbereich  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) \leq -2000V$ ,  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = +2500V$  der Abb. 4-40 und Abb. 4-41 erfolgen. Unter diesen experimentellen Bedingungen wird die Emission von niederenergetischen Elektronen  $e^-$  beobachtet. Wie schon zuvor können mit Hilfe der signifikanten Markierungen ( $t_1, t_2, t_3, t_4, t_5, t_6, t_7$ ) die Flugzeitspektren ohne Membran direkt mit den Flugzeitspektren mit PPX-Membran verglichen werden. Für die Spannungen an der Probenhalterung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -2000V, -2500V$  und Spannungen am Flugrohr von  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -2500V$  und  $+2500V$  ergeben sich nach Gleichung (4.24) die in Tab. 4-10 und Tab. 4-11 aufgeführten Flugzeitdifferenzen. Eine Darstellung der Flugzeitdifferenzen findet sich für  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -2500V$  in Abb. 4-47 (S.193) und für  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = +2500V$  in Abb. 4-48 (S.194). Die Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  für  $i=2$  bis  $4$  korrelieren hierbei mit Flugzeiten von niederenergetischen Elektronen, welche durch auf die PPX-Membran auftreffende  $^{39}K^+$ -Ionen erzeugt werden, und die Flugstrecke zwischen Membranrückseite und Detektor zurücklegen. In gleicher Weise korrelieren die Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  für  $i=5$  bis  $7$  mit Flugzeiten von niederenergetischen Elektronen die durch auftreffende  $^{133}Cs^+$ -Ionen generiert werden. Im Falle einer positiven Aufladung der Membranvorderseite durch  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen enthalten die Flugzeitdifferenzen die zeitliche Verzögerung durch die Abbremsung der Ionen im elektrischen Feld zwischen der Linse  $L_{TOF II 2}$  und der Membranvorderseite. Wird im vorliegenden Fall angenommen dass die Elektronen in den obersten Schichten der PPX-Membran durch Wechselwirkung der Ionen mit dem Membranmaterial entstehen, enthalten die Flugzeitdifferenzen noch die Transportdauer  $t_{e-PPX}$  der Elektronen durch die verbleibende Schichtdicke der PPX-Membran. Eine Abschätzung für Elektronen mit einer kinetischen Energie von  $E_{kin} = 100 meV$  und für eine Schichtdicke von  $d_{PPX} = 2.8 \mu m$

liefert eine Transportdauer von  $t_{e-PPX} \approx 1.5 \cdot 10^{-11} s$ , womit diese in erster Näherung als Beitrag zu den Flugzeitdifferenzen vernachlässigt werden kann. Im Rahmen der bereits erwähnten Ungenauigkeit der aus den Flugzeitspektren bestimmten Flugzeiten  $t_i$  ergeben sich für die Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  für eine Spannung von  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -2500V$  größere Werte im Vergleich zu den Flugzeitdifferenzen bei einer Flugrohrspannung von  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = +2500V$ . Dies ist konsistent mit der vorherigen Annahme von niederenergetischen Elektronen. Im Weiteren zeigen die Tab. 4-10 und Tab. 4-11 generell größere Werte für die Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  mit  $i=2$  bis 4 im Vergleich zu Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  mit  $i=5$  bis 7.

**Tab. 4-10** Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  für die Markierungen  $t_i$  ( $i=1-7$ ) für eine Spannung an der Probenhalterung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -2500V$  und eine Flugrohrspannung von  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -2500V$ .  $t_1$  entfällt auf Grund des elektronischen Störsignals in den Flugzeitspektren ohne PPX-Membran.

$t_i$	$\Delta t(t_i) / \mu s$ $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -2500V$
$t_2$	0.434
$t_3$	0.211
$t_4$	0.48
$t_5$	-0.099
$t_6$	0.012
$t_7$	-0.001

In der Abb. 4-38 werden bei  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -2500V$  und für eine Spannung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -2500V$  Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)} \approx 2 \cdot 10^{-2} - 5 \cdot 10^{-2} s^{-1}$  beobachtet, bei Spannungen von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -2000V$  und  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -2500V$  an der Probenhalterung und einer Flugrohrspannung von  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = +2500V$  werden in Abb. 4-40 und Abb. 4-41 Flugzeitspektren mit Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)} \approx 1.5 \cdot 10^{-2} - 1.2 \cdot 10^{-1} s^{-1}$  und  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)} \approx 3 \cdot 10^{-2} - 2.6 \cdot 10^{-1} s^{-1}$  detektiert. Die Werte der Zählraten zeigen auch unter Verwendung des gepulsten Ionenstrahles ein Verhalten welches zuvor schon für die Zählraten mit kontinuierlichem Ionenstrahl beobachtet wurde. Für positive Spannungen am Flugrohr werden größere Werte für  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  gemessen als für negative Spannungen am Flugrohr. Die Argumentation folgt hier derjenigen des Kapitels 4.2.1,

im Falle eines attraktiven positiven Potentials am Flugrohr erhöht sich die Sammel-effizienz der Ionenoptik für Elektronen, d. h. im Vergleich zu einem negativen retardierenden Potential am Flugrohr wird eine größere Zahl an Elektronentrajektorien auf den Detektor abgebildet.

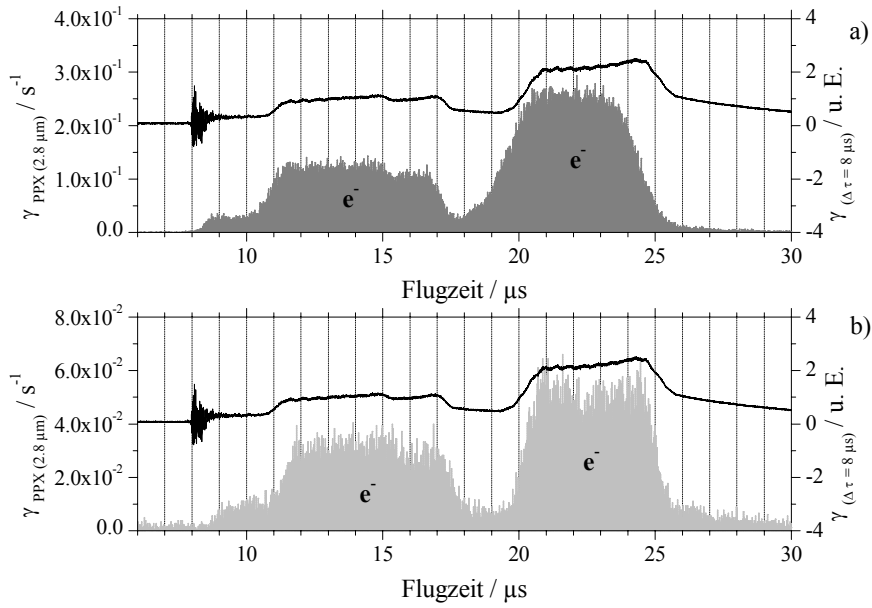
**Tab. 4-11** Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  für die Markierungen  $t_i$  ( $i=1-7$ ) für die Spannungen an der Probenhalterung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -2000V$  und  $-2500V$  und die Flugrohrspannung von  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = +2500V$ .  $t_1$  entfällt auf Grund des elektronischen Störsignals in den Flugzeitspektren ohne PPX-Membran.

$t_i$	$\Delta t(t_i) / \mu s$ $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$ $= -2000V$	$\Delta t(t_i) / \mu s$ $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$ $= -2500V$
$t_2$	0.288	0.044
$t_3$	-0.406	-0.107
$t_4$	-0.032	0.189
$t_5$	-0.986	-0.343
$t_6$	-0.393	-0.305
$t_7$	-1.811	-0.978

Die Abb. 4-45 zeigt die Flugzeitspektren und Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  bei  $\Delta\tau=8\mu s$ , für eine Spannung an der Probenhalterung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -2500V$  und Flugrohrspannungen von a)  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -2500V$  und b)  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = +2500V$ . Für diese beiden Flugzeitspektren mit PPX-Membran kann ein direkter Vergleich der signifikanten Marken  $t_i$  gemäß Gleichung (4.31) erfolgen.

$$\Delta t_e(t_i) = t_i \left( \gamma_{PPX(2.8\mu m)} \left( U_{TOF II Flugrohr} = -2500V \right) \right) - t_i \left( \gamma_{PPX(2.8\mu m)} \left( U_{TOF II Flugrohr} = +2500V \right) \right) \quad (4.31)$$

Da die experimentellen Bedingungen der beiden Flugzeitspektren sich nur in den beiden verwendeten Spannungen am Flugrohr unterscheiden, geben die so bestimmten Flugzeitdifferenzen  $\Delta t_e(t_i)$  ausschließlich den zeitlichen Unterschied in den Flugzeiten der sekundären niederenergetischen Elektronen in Folge der Wechselwirkung mit den beiden Potentialen des Flugrohres wieder.



**Abb. 4-45** Flugzeitspektren und Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$ , bei gepulstem Ionenstrahl mit  $\Delta\tau=8\mu s$ , von in Wechselwirkung der  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen mit einer PPX-Membran der Dicke  $d_{PPX}=2.8\mu m$  erzeugten sekundären niederenergetischen Elektronen  $e^-$  für eine Spannung der Probenhalterung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-2500V$  und Flugrohrspannungen von a)  $U(L_{TOF II Flugrohr})=+2500V$  sowie b)  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2500V$ . Vergleich in a) und b) mit Flugzeitspektren und Zählraten  $\gamma_{\Delta\tau=8\mu s}$  ohne Membran bei  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-2500V$  und  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2500V$ .

In Tab. 4-12 sind die Flugzeitdifferenzen  $\Delta t_e(t_i)$  aufgelistet. Für die Flugzeitdifferenzen  $\Delta t_e(t_i)$  mit  $i=1-4$  ergeben sich Werte im Bereich von  $\Delta t_e(t_i) \approx 0.29-0.39\mu s$ . Diese Flugzeitdifferenzen korrelieren mit sekundären Elektronen die durch Wechselwirkung der  $^{39}K^+$ -Ionen mit der PPX-Membran erzeugt wurden. Entsprechend findet man für die Flugzeitdifferenzen  $\Delta t_e(t_i)$  mit  $i=5-7$  Werte im Bereich von  $\Delta t_e(t_i) \approx 0.24-0.32\mu s$ . Diese Flugzeitdifferenzen korrelieren mit sekundären Elektronen die durch Wechselwirkung der  $^{133}Cs^+$ -Ionen mit der PPX-Membran erzeugt wurden.

**Tab. 4-12** Flugzeitdifferenzen  $\Delta t_e(t_i)$  für die Markierungen  $t_i$  ( $i = 1-7$ ) zwischen den Flugrohrspannungen  $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}}) = -2500V$  und  $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}}) = +2500V$  bei einer Spannung an der Probenhalterung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -2500V$ .

$t_i$	$\Delta t_e(t_i) / \mu s$ $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$ $= -2500V$
$t_1$	0.342
$t_2$	0.39
$t_3$	0.318
$t_4$	0.291
$t_5$	0.244
$t_6$	0.317
$t_7$	0.977

An Hand dieser Flugzeitdifferenzen können Simulationen mit SIMION zur Bestimmung der kinetischen Energie der Elektronen vorgenommen werden. Die Simulationen ergeben Werte für die kinetischen Energien der sekundären Elektronen von  $E_{kin}(\Delta t_e(t_i); i=1-4) \approx 550 meV - 1 eV$  und  $E_{kin}(\Delta t_e(t_i); i=5-7) \approx 800 meV - 1.4 eV$ . Die kinetischen Energien der erzeugten sekundären niederenergetischen Elektronen, unter Verwendung eines gepulsten Ionenstrahls mit einer Pulsbreite  $\Delta\tau = 8 \mu s$ , sind in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen des Kapitels 4.2.1 in Bezug auf die dortigen kinetischen Energien der sekundären niederenergetischen Elektronen unter Verwendung eines kontinuierlichen Ionenstrahls.

Diesem Unterkapitel entsprechende Analysen zur Emission von niederenergetischen Elektronen unter Verwendung eines gepulsten Ionenstrahls mit Pulsbreiten  $\Delta\tau = 4 \mu s$  und  $\Delta\tau = 2 \mu s$  sind im Anhang Kapitel 8.4.2 aufgeführt.

### **Emission von höherenergetischen $e^-$ bei gepulstem Ionenstrahl;**

#### **Pulsbreite $\Delta\tau = 8 \mu s$**

In dem folgenden Unterkapitel wird eine genauere Analyse der Flugzeitspektren für die Spannungen von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -1000V$  und  $-600V$  bei einer Flugrohrspannung von  $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}}) = +2500V$  vorgenommen. Unter diesen Bedingungen

wird die Emission von höherenergetischen Elektronen  $e^-$  in den Flugzeitspektren der Abb. 4-39 und der Abb. 4-40 beobachtet. Mit Hilfe der signifikanten Markierungen ( $t_1$ ,  $t_2$ ,  $t_3$ ,  $t_4$ ,  $t_5$ ,  $t_6$ ,  $t_7$ ) können die Flugzeitspektren ohne Membran wiederum direkt mit den Flugzeitspektren mit PPX-Membran verglichen werden. Für die Spannung an der Probenhalterung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -600V$  ergeben sich nach Gleichung (4.24) die in Tab. 4-13 aufgeführten Flugzeitdifferenzen. Eine Darstellung der Flugzeitdifferenzen findet sich in Abb. 4-48 (S.194). Die Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  für  $i=2$  bis 4 korrelieren hierbei mit Flugzeiten von Elektronen die durch auf die PPX-Membran auftreffende  $^{39}K^+$ -Ionen erzeugt werden und die Flugstrecke zwischen Membranrückseite und Detektor zurücklegen. In gleicher Weise korrelieren die Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  für  $i=5$  bis 7 mit Flugzeiten von Elektronen die durch auftreffende  $^{133}Cs^+$ -Ionen generiert werden. Im Falle einer positiven Aufladung der Membranvorderseite durch  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen enthalten auch diese Flugzeitdifferenzen die zeitliche Verzögerung durch die Abbremsung der Ionen im elektrischen Feld zwischen der Linse  $L_{TOF II 2}$  und der Membranvorderseite.

**Tab. 4-13** Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  für die Markierungen  $t_i$  ( $i=1-7$ ) für eine Spannung an der Probenhalterung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -600V$  und eine Flugrohrspannung von  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = +2500V$ .  $t_1$  entfällt auf Grund des elektronischen Störsignals in den Flugzeitspektren ohne PPX-Membran.

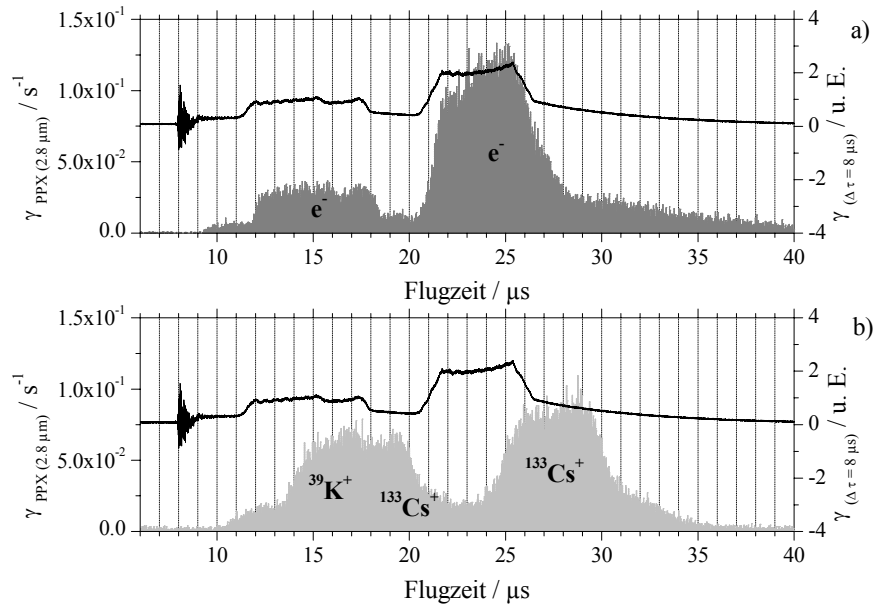
$t_i$	$\Delta t(t_i) / \mu s$ $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$ $= -600V$
$t_2$	0.999
$t_3$	0.606
$t_4$	0.655
$t_5$	0.005
$t_6$	0.024
$t_7$	0.05

Auf Grund der Spannung der Probenhalterung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -600V$  und der Detektorspannung  $U_{MCP's} = -1900V$  ergibt sich für die kinetische Energie der hochenergetischen Elektronen ein Wert von  $E_{kin}(e^-) \geq 1300eV$ . Eine Simulation mit Elektronen einer solchen kinetischen Energie, für die Flugstrecke zwischen Membran-

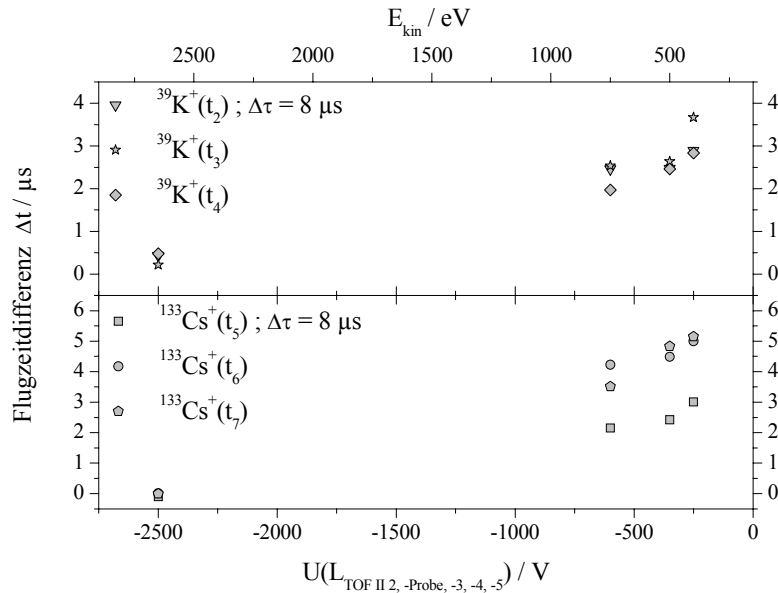
rückseite und dem Detektor, bei einer Spannung an der Probenhalterung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -600V$  und einer Flugrohrspannung von  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = +2500V$ , ergibt eine Flugzeit von  $t_e \approx 7ns$ . Eine mögliche Aufladung der Membranrückseite wurde hierbei nicht berücksichtigt. Mit einer Auflösung der Flugzeitspektren auf Grund der verwendeten Elektronik von  $\approx 24ns$  folgt, dass die Flugzeit der hochenergetischen Elektronen in den gemessenen Flugzeitspektren in erster Näherung vernachlässigt werden kann. Damit erwartet man für die Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  in der Tab. 4-13 Werte  $< 0s$  wenn keine Aufladung der Membranvorderseite vorliegt. Tab. 4-13 zeigt, dass die Werte der Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i) > 0s$  sind. Insbesondere sind die Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  mit  $i=2-4$ , jene korrelieren mit Elektronen welche aus der Wechselwirkung von  $^{39}K^+$ -Ionen mit der PPX-Membran entstehen, tendenziell größer als die Werte der Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  mit  $i=5-7$ , jene korrelieren entsprechend mit Elektronen welche aus einer Wechselwirkung von  $^{133}Cs^+$ -Ionen mit der PPX-Membran entstehen. Ein derartiges Verhalten ist zu erwarten wenn eine positive Aufladung der Membranvorderseite vorliegt und die  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen eine zeitliche Verzögerung durch eine Abbremsung im elektrischen Feld zwischen der Linse  $L_{TOF II 2}$  und der Membranvorderseite erfahren. Die Abb. 4-46 a) zeigt dieses Verhalten an Hand der Flugzeitspektren mit und ohne PPX-Membran für  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -600V$  und  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = +2500V$ . Im direkten Vergleich hierzu sind in Abb. 4-46 b) die Flugzeitspektren mit und ohne PPX-Membran für  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -600V$  und  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -2500V$  dargestellt, welche im Falle mit PPX-Membran die Transmission von  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen wiedergibt. Dies zeigt das unter diesen experimentellen Bedingungen, unter Verwendung eines gepulsten Ionenstrahls mit Pulsbreite  $\Delta\tau = 8\mu s$ , sowohl hochenergetische Elektronen an der Rückseite der PPX-Membran emittiert wie auch  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen durch diese transmittiert werden. Dieses Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen des Kapitels 4.2.1. Eine weitere Analyse der Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  der Tab. 4-13 im Hinblick auf eine positive Aufladung der Membranvorderseite und der daraus resultierenden zeitlichen Verzögerung durch eine Abbremsung der  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen im elektrischen Feld zwischen der Linse  $L_{TOF II 2}$  und der Membranvorderseite wird an dieser Stelle nicht vorgenommen. Um entsprechende Analysen mittels SIMION Simulationen durchführen zu können ist eine genaue Kenntnis der kinetischen Energie der  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen und kleinere Pulsbreiten  $\Delta\tau$  notwendig. Generell eröffnen solche Simulationen die Möglichkeit den Ladungszustand der Membranvorderseite zu analysieren.

Weitere Analysen zur Emission von hochenergetischen Elektronen bei Verwendung eines gepulsten Ionenstrahls mit Pulsbreiten  $\Delta\tau = 4\mu s$  und  $\Delta\tau = 2\mu s$  sind im Anhang Kapitel 8.4.2 aufgeführt.

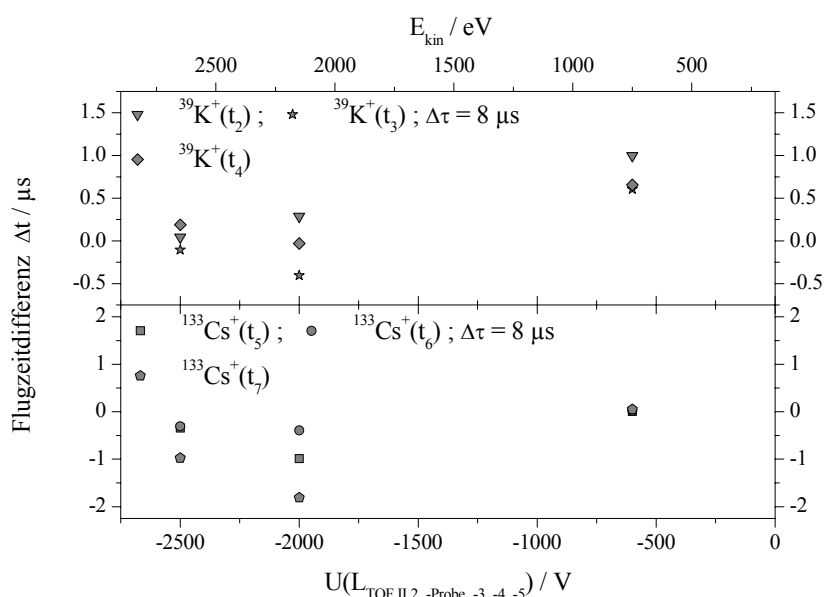




**Abb. 4-46** Gegenüberstellung der Flugzeitspektren und Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$ , bei gepulstem Ionenstrahl mit  $\Delta\tau=8\mu s$ , von a) in Wechselwirkung der  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen mit einer PPX-Membran der Dicke  $d_{PPX}=2.8\mu m$  erzeugten sekundären hochenergetischen Elektronen  $e^-$ , detektiert bei einer Flugrohrspannung von  $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}})=+2500V$  und b) durch die Membran transmittierten  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen, detektiert bei einer Flugrohrspannung von  $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}})=-2500V$ . Spannung der Probenhalterung jeweilig bei  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-600V$ . Vergleich in a) und b) mit Flugzeitspektren und Zählraten  $\gamma_{\Delta\tau=8\mu s}$  ohne Membran bei  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-600V$  und  $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}})=-2500V$ .



**Abb. 4-47** Flugzeitdifferenzen  $\Delta t$ , für signifikante Marken  $t_1$  bis  $t_7$  (siehe **Abb. 4-36**), zwischen den Flugzeitspektren der Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  mit Membran der Dicke  $d_{PPX}=2.8\mu m$  und den Flugzeitspektren der Zählraten  $\gamma_{\Delta\tau=8\mu s}$  ohne Membran des gepulsten Ionenstrahls mit  $\Delta\tau=8\mu s$ . Flugrohrspannung von  $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}})=-2500V$ . Die Auftragung  $\Delta t$  gegen die Spannung der Probenhalterung respektive der kinetischen Energie der auftreffenden Alkaliionen zeigt den Bereich transmittierter  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen,  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=0V$  bis  $-1000V$ , als auch einen Bereich thermischer Elektronen  $e^-$ ,  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-2500V$ .



**Abb. 4-48** Flugzeitdifferenzen  $\Delta t$ , für signifikante Marken  $t_1$  bis  $t_7$  (siehe **Abb. 4-36**), zwischen den Flugzeitspektren der Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  mit Membran der Dicke  $d_{PPX}=2.8\mu m$  bei einer Flugrohrspannung von  $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}})=+2500V$  und den Flugzeitspektren der Zählraten  $\gamma_{\Delta\tau=8\mu s}$  ohne Membran bei einer Flugrohrspannung von  $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}})=-2500V$ , des gepulsten Ionenstrahls mit  $\Delta\tau=8\mu s$ . Die Auftragung  $\Delta t$  gegen die Spannung der Probenhalterung, respektive der kinetischen Energie der auftreffenden Alkaliionen, zeigt den Bereich in dem hochenergetische Elektronen  $e^-$  detektiert werden,  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-600V$ , als auch einen Bereich thermischer Elektronen  $e^-$ ,  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})\leq -2000V$ .

Das vorangegangene Kapitel 4.2 zum Transport von Alkaliionen durch PPX-Membranen zeigt an Hand der ersten experimentellen Ergebnisse und Analysen, dass neben dem Transport von  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen auch die Erzeugung von niederenergetischen und höherenergetischen sekundären Elektronen beobachtet wird. Dies sowohl unter der Verwendung eines kontinuierlichen Ionenstrahls als auch bei der Verwendung eines gepulsten Ionenstrahls. Die Ergebnisse der Unterkapitel 4.2.1 und 4.2.2 erlauben eine erste Skizzierung eines Transportmodells der Alkaliionen durch die PPX-Membranen. Insbesondere die zeitaufgelösten Untersuchungen mit einem gepulsten Ionenstrahl weisen hier in Richtung eines Transportes einzelner Ionen durch Nanokapillaren mit Oberflächenladungen an den Kapillarwänden als auch an den Membranoberflächen.

Alle vorgestellten Untersuchungen und Messungen wurden mit einer kommerziellen Alkaliionenquelle der Firma AMD Intectra GmbH durchgeführt. Die Nachteile die sich hieraus ergaben wurden bereits an früherer Stelle erwähnt, sollen aber hier kurz zusammengefasst werden. Wie das Quadrupol Massenspektrum der kommerziellen Quelle zeigt (Kap. 4.1), ist neben der Hauptkomponente an  $^{133}Cs^+$ -Ionen ein nicht zu vernachlässigender Anteil an  $^{39}K^+$ -Ionen enthalten. Dieses erweist sich insbesondere bei der Analyse der Flugzeitmassenspektren des Kapitels 4.2.2, bei Verwendung eines gepulsten Ionenstrahls mit einer Pulsbreite von  $\Delta\tau=8\mu s$ , als nachteilig da in diesem

Falle die Flugzeiten von  $^{39}\text{K}^+$ -und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen überlappen können. Der technische Aufbau der kommerziellen Quelle gestattet es nicht durch Verwendung hoher Repeller-Spannungen die kinetische Energie der emittierten Ionen direkt an der Quelle zu kontrollieren. Infolge dessen werden höhere kinetische Energien durch eine Nachbeschleunigung der Ionen im Bereich der Probenhalterung vorgenommen. Damit kann aber an dieser Stelle, durch das variable Potential an der Probenhalterung, eine Beeinflussung des Ladungszustandes der Probe nicht vollständig ausgeschlossen werden. Aus diesen Gründen wurden, in Zusammenarbeit mit der AG von Prof. Dr. B. Harbrecht, die in Kapitel 4.1 analysierten und charakterisierten Ionenquellen entwickelt und der technische Aufbau in der Form modifiziert, sodass kinetische Energien der emittierten Ionen im Bereich von  $E_{kin}=0\text{eV}$  bis  $3\text{keV}$  durch ein variables Repellerpotential realisiert werden konnten.

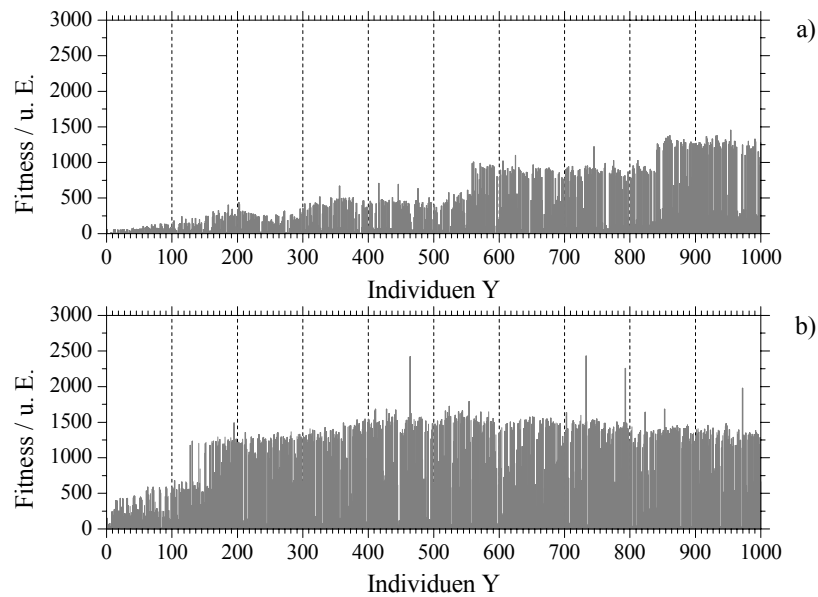
Die Untersuchungen des Kapitels 4.2.2 unter Verwendung eines gepulsten Ionenstrahls zeigen das durch die technische Realisierung der Pulsgenerierung nachteilige Effekte auftreten. So können mit dem elektrischen Spiegel keine Pulsbreiten  $\Delta\tau < 1\mu\text{s}$  generiert werden. Dies wäre aber im Hinblick auf eine bessere zeitliche Auflösung der Flugzeitspektren und der Genauigkeit der bestimmten Flugzeitdifferenzen wünschenswert. Des Weiteren generiert der elektrische Spiegel ein durch die Vorder- und Rückflanke der Schaltspannung an  $L_{Sp2}$  dominiertes Pulsprofil welches von einer idealen Pulsform abweicht. Idealerweise sollte ein einzelner ionischer Pulse erzeugt werden. Wie die vorangegangenen Betrachtungen und Ergebnisse zeigen sollte die kinetische Energie der erzeugten Ionenpulse eindeutig bestimmt sein um eine entsprechende Analyse der Flugzeitspektren durchführen zu können. Dieses ist bei der Erzeugung der Ionenpulse mit dem elektrischen Spiegel nicht mit hinreichender Genauigkeit gewährleistet. Aus diesen Gründen wurde, wie bereits in Kapitel 2.2.2 und 3.1.2 vorgestellt, der apparative Aufbau modifiziert. In den folgenden Kapiteln 4.3 und 4.4 wird der apparative Aufbau zur Erzeugung kurzer Ionenpulse charakterisiert.

### 4.3 Strahloptimierung mit genetischem Algorithmus

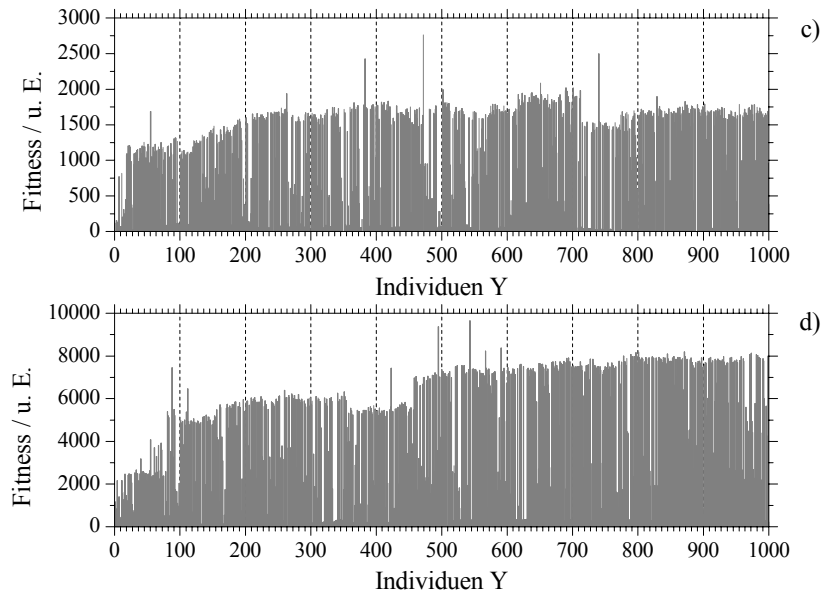
Unter Verwendung der in den Kapiteln 3.1.1, 3.1.2, und 3.2.2 vorgestellten Modifikationen der Ionenquelle und einer zusätzlichen Zwischenkammer zur Erzeugung kurzer Ionenpulse erfolgt zunächst eine Optimierung der Spannungen der zur Strahlführung verwendeten ionenoptischen Elemente. Eine detaillierte Beschreibung hierzu wurde bereits in Kapitel 3.2.2 vorgestellt. Wie gezeigt erfolgt die Optimierung der Spannungen hinsichtlich maximalen kontinuierlichen Ionenstromes unter Verwendung des in Kapitel 3.2.2 beschriebenen genetischen Algorithmus (GA). Die Abb. 4-49 und Abb. 4-50 zeigen beispielhaft vier Optimierungen der Spannungen an den ionenoptischen Elementen. Optimierte wurde die in Kapitel 4.1, Abb. 4-4 dargestellte und charakterisierte  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionenquelle mit Mischungsverhältnis  $\text{Cs}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$  (1:1). Gezeigt sind die Optimierungen in Abb. 4-49 a) und b) für Repellerspannungen von  $U_{\text{Rep}}=400\text{V}$  und  $U_{\text{Rep}}=1200\text{V}$  sowie in Abb. 4-50 c) und d) für Repellerspannungen  $U_{\text{Rep}}=1600\text{V}$  und  $U_{\text{Rep}}=2200\text{V}$ . Aufgetragen ist die jeweilige Fitness der Individuen  $Y$ . Wie unter Kapitel 3.2.2 gezeigt wurde, gibt die Fitness eines einzelnen Individuums hierbei eine gemittelte Anzahl an detektierten Ionen einer Einstellung der einzelnen Spannungswerte an den ionenoptischen Elementen wieder. Für die Optimierung wurde für die Individuenanzahl  $Y$  einer Generation ein Wert von  $Y=10$  gewählt. Die Abb. 4-49 und Abb. 4-50 stellen die Fitnessentwicklung von 100 aufeinander folgende Generationen dar. Für den Fitnesswert gilt:

$$\text{Fitness} = \frac{\sum_{i=1}^s \text{Ionenanzahl}_i}{s} \quad (4.32)$$

In Abb. 4-49 a) wird bei einer Repellerspannung von  $U_{\text{Rep}}=400\text{V}$  eine Optimierung der Spannungswerte für  $Y>840$ , d. h. nach 84 Generationen erreicht. Die Fitness erreicht Werte von  $\approx 1250$ . Die Abb. 4-49 b), Abb. 4-50 c) und Abb. 4-50 d) zeigen für größer werdende Spannungswerte am Repeller steigende Werte für die Fitness. So findet sich in Abb. 4-50 d) für eine Repellerspannung  $U_{\text{Rep}}=2200\text{V}$  eine Fitness von  $\approx 8000$ . Dies kann mit der bereits in Kapitel 4.1 beobachteten und charakterisierten Spannungsabhängigkeit der Emission der Ionenquellen hinreichend erklärt werden. Eine Optimierung der Spannungswerte an den ionenoptischen Elementen mit Hilfe des GA wurde für Repellerspannungen von  $U_{\text{Rep}}=200\text{V}$ ,  $400\text{V}$ ,  $600\text{V}$ ,  $800\text{V}$ ,  $1000\text{V}$ ,  $1200\text{V}$ ,  $1400\text{V}$ ,  $1600\text{V}$ ,  $2200\text{V}$  und  $2400\text{V}$  durchgeführt. Mittels einer Regression der jeweiligen optimierten Spannungswerte der Linsen A, L1, L2, L3, F11b und F12b kann eine Wertetabelle für beliebige Repellerspannungen  $U_{\text{Rep}}$  im Bereich von  $U_{\text{Rep}}=250\text{V}$ – $2500\text{V}$ , bzw. für beliebige kinetische Energien  $E_{\text{kin}}=250\text{eV}$ – $2500\text{eV}$  der Ionen, bestimmt werden. Entsprechende Wertetabellen (Tab. 8-18 und Tab. 8-19) befinden sich im Anhang 8.5.



**Abb. 4-49** Optimierung der Spannung der Linsen A, L1, L2, L3, F11b und F12b mit genetischem Algorithmus. Evolution der Fitnesswerte von  $Y=10$  Individuen über die Dauer von 100 Generationen für eine Repeller-spannung von a)  $U_{Rep}=400V$  und b)  $U_{Rep}=1200V$ .



**Abb. 4-50** Optimierung der Spannung der Linsen A, L1, L2, L3, F11b und F12b mit genetischem Algorithmus. Evolution der Fitnesswerte von  $Y=10$  Individuen über die Dauer von 100 Generationen für eine Repeller-spannung von c)  $U_{Rep}=1600V$  und b)  $U_{Rep}=2200V$ .

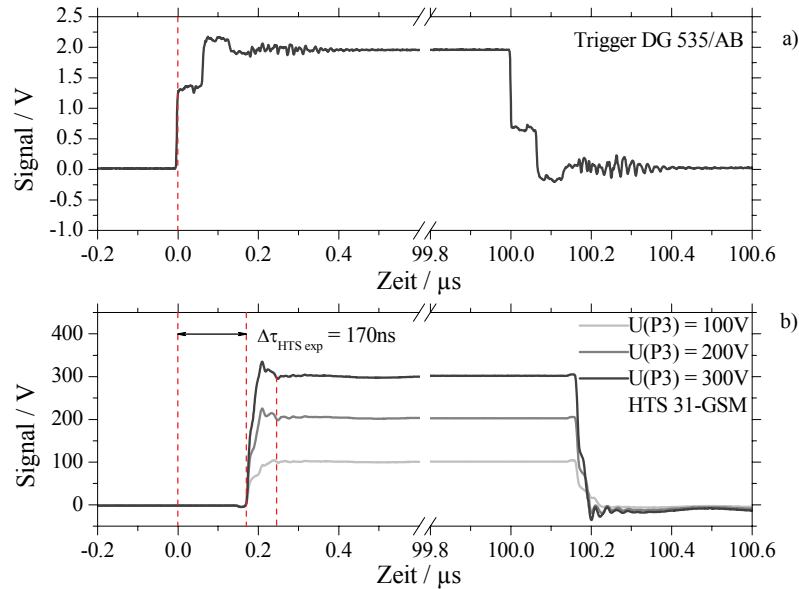
## 4.4 Erzeugung kurzer Ionenpulse / Neuer Aufbau

Der Aufbau der neu konzipierten Zwischenkammer zur Erzeugung kurzer Ionenpulse wurde bereits in Kapitel 3.1.2 vorgestellt. Im Unterkapitel 4.4.1 wird eine kurze Charakterisierung der unter 3.2.3 und 3.2.4 aufgeführten Elektronik zur Erzeugung kurzer Ionenpulse und der Zählerelektronik vorgenommen. In Unterkapitel 4.4.2 wird dann die Erzeugung kurzer Ionenpulse mit den neu konzipierten Ionenquellen und dem neuen Aufbau der Zwischenkammer an Hand von Flugzeitmassenspektren charakterisiert. Hierbei wird auf Grundlage der unter Kapitel 2.2.2 aufgezeigten Theorie zur Erzeugung kurzer Pulse eine Analyse der experimentellen Ergebnisse vorgenommen. Neben den Analysen der experimentellen Daten werden Simulationen mit SIMION und analytische Rechnungen vorgestellt.

### 4.4.1 Charakterisierung und Korrekturen der Elektronik

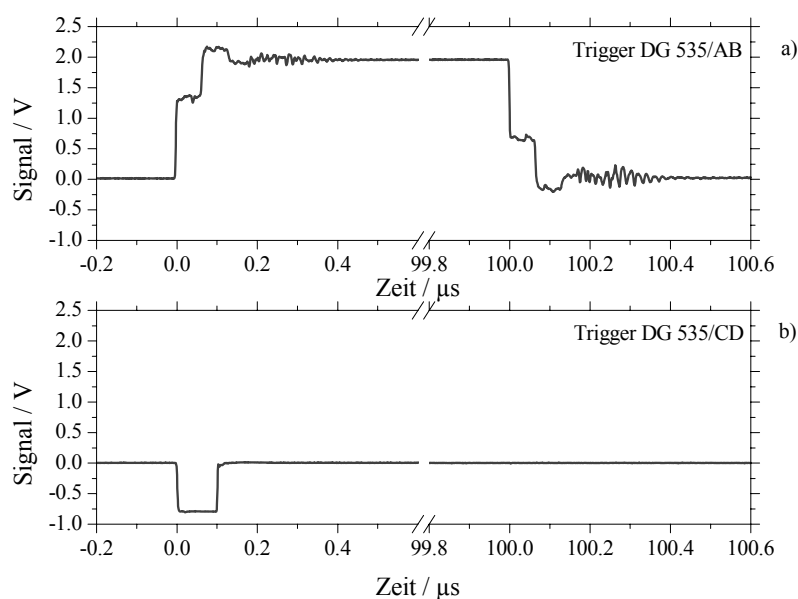
Wie in Kapitel 3.2.3 gezeigt erfolgt die Erzeugung kurzer Pulse durch Auslenkung des kontinuierlichen Ionenstrahls von der Strahlachse. Die Auslenkung erfolgt durch gepulste Spannungen, d. h. zeitlich variable elektrische Felder, an den in der Zwischenkammer installierten Ablenkplattensystemen P3-P4 und P5-P6. Ein entsprechendes Impulsdiagramm der zeitlichen Spannungsverläufe an P3, P4 und P6 findet sich in Abb. 3-14. Der vom Pulsgenerator DG 535 generierte TTL-Puls dient hierbei als Steuersignal des schnellen Hochspannungs-Transistorschalters HTS 31-GSM. Dieser schaltet an der Ablenkplatte P3 die Spannung  $U_{P3}=0-300V$ , zur Generierung der kurzen Pulse, ein bzw. aus. Abb. 4-51 a) zeigt den Signalverlauf des durch den Pulsgenerator DG 535 erzeugten TTL-Pulses mit einer Pulsbreite von  $\tau_{AB}=100\mu s$ . Wie aus der Grafik ersichtlich, wird eine ansteigende Flanke zum Zeitnullpunkt  $T_0$  mit einer Anstiegszeit von  $\approx 6ns$ , im Bereich von  $0-1V$ , zur Steuerung des HTS 31-GSM erzeugt. Nach  $100\mu s$  wird eine abfallende Flanke generiert mit deren Hilfe der HTS 31-GSM ausgeschaltet wird. Der Signalverlauf und die an P3 durchgeschaltete Spannung  $U_{P3}$  des Transistorschalters ist in Abb. 4-51 b) gezeigt. Die hierbei dem Transistorschalter inhärente Verzögerungszeit kann für alle verwendeten Spannungen  $U_{P3}=100V, 200V$  und  $300V$  zu  $\Delta\tau_{HTS\ exp}=170ns$  bestimmt werden. Dieser zeitliche Versatz ist damit um  $90ns$  größer als die durch den Hersteller spezifizierte Verzögerungszeit  $\Delta\tau_{HTS}$  und muss bei der Korrektur der Flugzeiten der Flugzeitspektren entsprechend berücksichtigt werden. Die vom Hersteller spezifizierte Einschaltanstiegszeit des HTS 31-GSM von  $t_{Flanke}<21ns$  kann wie Abb. 4-51 b) zeigt, in dem in dieser Arbeit Verwendung findenden Spannungsbereich von  $U_{P3}=0-300V$ , mit  $t_{Flanke\ exp}\approx 40ns$  angegeben werden. Diese ist damit hinreichend geeignet um kurze Ionenpulse zu generieren. Wie Abb. 4-51 b) aufzeigt wird ein konstanter Spannungswert von  $U_{P3}=100V, 200V$  oder  $300V$   $245ns$

nach dem Zeitnullpunkt T0 erreicht. Die abfallende Flanke des Transistorschalters zeigt ein äquivalentes Zeitverhalten auf, wodurch ein weiterer kurzer Ionenpuls, gemäß den theoretischen Betrachtungen aus Kapitel 2.2.2, erzeugt werden kann.



**Abb. 4-51** Signalverläufe zur Erzeugung kurzer Ionenpulse mit dem Ablenkplattensystem P3-P4. a) zeigt den Signalverlauf des vom Pulsgenerator DG 535 am Ausgang AB zur Steuerung des schnellen Hochspannungs Transistorschalters HTS 31-GSM erzeugten TTL-Signals mit einer Pulsbreite von  $\tau_{AB}=100\mu s$ . b) zeigt die Signalverläufe der an der Ablenkplatte P3 vom HTS 31-GSM geschalteten Spannungen  $U_{P3}=100V$ ,  $200V$  und  $300V$  mit einer inhärent verzögerten Schaltzeit von  $\Delta\tau_{HTS\ exp}=170ns$ .

Wie in Kapitel 3.2.4 ausgeführt, und im dortigen Impulsdiagramm Abb. 3-16 dargestellt, wird zur Generierung eines Startsignals für die Zählerelektronik respektive für den TAC/SCA 567 ein schnelles negatives NIM-Signal des Pulsgenerators DG 535 an Ausgang CD mit der Pulsbreite  $\tau_{CD}=100ns$  verwandt. Hierbei ist entscheidend das die Vorderflanke des TTL-Signals an Ausgang AB, zur Steuerung der Spannung an P3, und die Vorderflanke des NIM-Signals an Ausgang CD im Rahmen der Messgenauigkeit keinen Zeitversatz aufweisen, welcher sonst zu einem weiteren Korrekturterm führen würde. Abb. 4-52 a) und b) zeigen einen Vergleich der Signalverläufe der Ausgänge AB und CD des Pulsgenerators DG 535. Der zeitliche Versatz zwischen der Vorderflanke des TTL-Signals an Ausgang AB und der abfallenden Vorderflanke des NIM-Signals an Ausgang CD kann zu  $\Delta\tau_{AB-CD}\leq 4ns$  bestimmt werden. Dies ist im Rahmen der experimentell gemessenen Flugzeitspektren und deren Auflösung hinreichend genau, weshalb an dieser Stelle ein weiterer Korrekturterm im Hinblick auf die Flugzeiten vernachlässigt werden kann.



**Abb. 4-52** Vergleich der Signalverläufe des Pulsgenerators DG 535. a) zeigt den Signalverlauf des vom Pulsgenerator DG 535 am Ausgang AB zur Steuerung des schnellen Hochspannungs Transistorschalters HTS 31-GSM erzeugten TTL-Signals mit einer Pulsbreite von  $\tau_{AB}=100\mu s$ . b) zeigt den Signalverlauf des am Ausgang CD erzeugten negativen NIM-Signals welches als Start-Signal der Zählerelektronik dient.

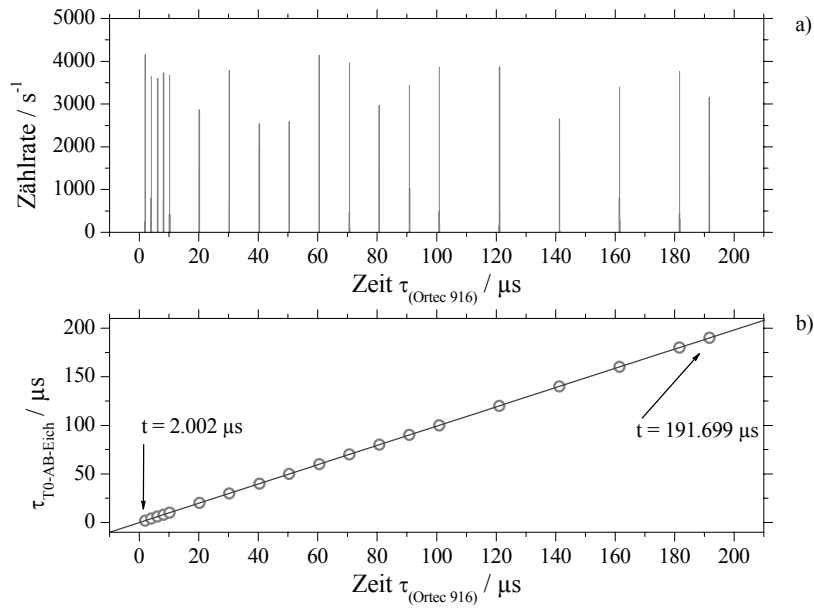
Wie in Kapitel 3.2.4 erläutert und in der Skizze des Schaltbildes Abb. 3-12, Kapitel 3.2.3, dargestellt erfolgt die Aufzeichnung und Erfassung der Flugzeitspektren an Hand der dort aufgeführten Elektronik. Insbesondere werden zur Datenanalyse zwei Multikanal Speicher, MCB 916 und MCB 926, verwandt. Um etwaige Laufzeitverzögerungen oder sonstige Verzögerungszeiten der Elektronik, die das jeweilig erfasste Flugzeitspektrum variieren, zu erfassen wurden entsprechende Eichmessungen durchgeführt. Hierzu wurde an Stelle des in Abb. 3-12 gezeigten Signals des MCP-Detektors ein schnelles negatives NIM-Signal des Pulsgenerators DG 535 an Ausgang AB, mit einer Pulsbreite  $\tau_{AB-Eich}=100ns$ , in die Zählerelektronik eingespeist. Zur Generierung von Zeitspektren mit genau definierten Zeitmarken wurde die Vorderflanke des Pulses  $\tau_{AB-Eich}$  im Verlauf der Eichmessungen mit entsprechenden Verzögerungszeiten  $\tau_{T0-AB-Eich}$  in Bezug zur Zeitbasis T0 des Pulsgenerators DG 535 eingestellt. Der Wertebereich umfasst hierbei das am TAC/SCA 567 gewählte Zeitintervall. Die Abb. 4-53 a) zeigt eine Eichmessung für den MCB 916 bei einem eingestellten Zeitintervall der erfassten Zeiten am TAC/SCA 567 von  $200\mu s$ . Eine grafische Auftragung der Zeiten  $\tau_{(Ortec\ 916)}$  in Abhängigkeit von den am Pulsgenerator DG 535 eingestellten Verzögerungszeiten  $\tau_{T0-AB-Eich}$  mit einer zugehörigen linearen Regression zeigt Abb. 4-53 b). Die Ausgleichsgerade gibt Gleichung (4.33) wieder.



$$\tau_{T0-AB-Eich-916} = -346.67 \cdot 10^{-9} + 0.99126 \cdot \tau_{(Ortec\ 916)} \quad (4.33)$$

Unter Berücksichtigung der zeitlichen Verzögerung durch die inhärente Schaltzeit des Transistorschalters  $\Delta\tau_{HTS\ exp}$  und der Korrektur durch Gleichung (4.33) ergibt sich eine Korrektur für die im folgenden detektierten Flugzeiten der Flugzeitspektren von  $t_{Korr\ MCB\ 916}$  gemäß Gleichung (4.34). Dies unter Verwendung des Multikanal Speichers MCB 916 und einer Einstellung am TAC/SCA 567 für ein Zeitintervall von  $200\mu s$ .

$$t_{Korr\ MCB\ 916} = \tau_{T0-AB-Eich-916} - \Delta\tau_{HTS\ exp} \quad (4.34)$$



**Abb. 4-53** Messungen zur Korrektur der Flugzeitspektren. a) zeigt Zeiten für negative NIM Pulse des Pulsgenerators DG 535 (AB) mit variierten Verzögerungszeiten  $\tau_{T0-AB-Eich}$  zur Zeitbasis T0 im Zeitintervall des TAC/SCA 567 von  $200\mu s$  unter Verwendung des Multikanal Speichers MCB 916. b) zeigt eine Auftragung der Verzögerungszeiten  $\tau_{T0-AB-Eich}$  gegen die von der Elektronik erfassten Zeiten  $\tau_{(Ortec\ 916)}$  und eine zugehörige lineare Regression.

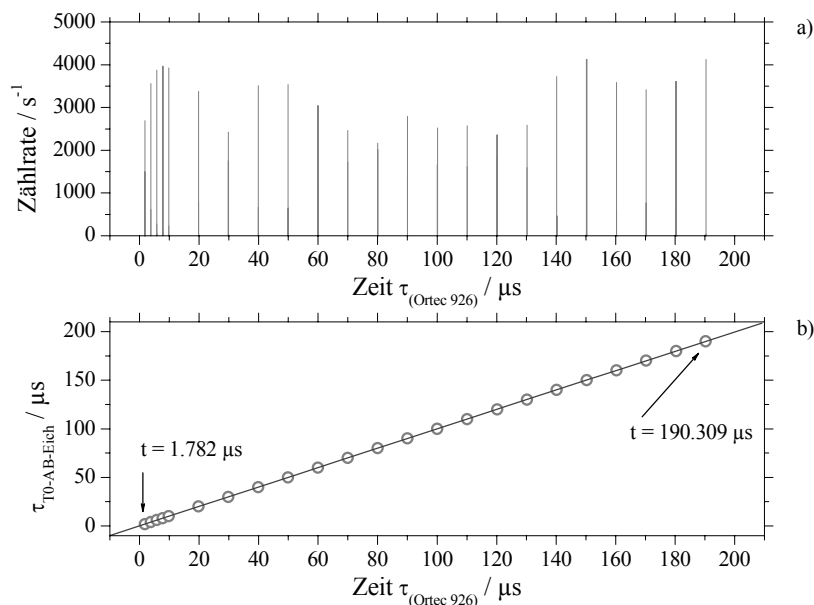
Eine äquivalente Eichmessung wurde unter Verwendung des Multikanal Speichers MCB 926 durchgeführt. Die Abb. 4-54 a) zeigt eine Eichmessung für den MCB 926 bei einem eingestellten Zeitintervall der erfassten Zeiten am TAC/SCA 567 von  $200\mu s$ . Eine grafische Auftragung der detektierten Zeiten  $\tau_{(Ortec\ 926)}$  gegenüber den am Puls-generator DG 535 eingestellten Verzögerungszeiten  $\tau_{T0-AB-Eich}$  und eine lineare Regression zeigt Abb. 4-54 b). Die Ausgleichsgerade gibt Gleichung (4.35) wieder.

$$\tau_{T0-AB-Eich-926} = -235.687 \cdot 10^{-9} + 0.996882 \cdot \tau_{(Ortec\ 926)} \quad (4.35)$$

Auch in diesem Fall ergibt sich unter Berücksichtigung der zeitlichen Verzögerung der inhärenten Schaltzeit des Transistorschalters  $\Delta\tau_{HTS\ exp}$  und der Korrektur durch

Gleichung (4.35) eine entsprechende Korrektur für die nachfolgend untersuchten Flugzeiten der Flugzeitspektren von  $t_{Korr\ MCB\ 926}$  nach Gleichung (4.36).

$$t_{Korr\ MCB\ 926} = \tau_{T0-AB-Eich-926} - \Delta\tau_{HTS\ exp} \quad (4.36)$$



**Abb. 4-54** Messungen zur Korrektur der Flugzeitspektren. a) zeigt Zeiten für negative NIM Pulse des Pulsgenerators DG 535 (AB) mit variierten Verzögerungszeiten  $\tau_{T0-AB-Eich}$  zur Zeitbasis T0 im Zeitintervall des TAC/SCA 567 von  $200\mu s$  unter Verwendung des Multikanal Speichers MCB 926. b) zeigt eine Auftragung der Verzögerungszeiten  $\tau_{T0-AB-Eich}$  gegen die von der Elektronik erfassten Zeiten  $\tau_{(Ortec\ 926)}$  und eine zugehörige lineare Regression.

#### 4.4.2 Erzeugung kurzer Alkaliionenpulse

Zur Erzeugung kurzer Alkaliionenpulse wird zunächst, unter Verwendung der in Kapitel 4.1 spezifizierten neuen Alkaliionenemitter und den Strahloptimierungen des Kapitels 4.4.1, ein kontinuierlicher Ionenstrahl erzeugt (siehe hierzu Kapitel 3.2.2 & 3.2.3). Unter Anwendung der in Kapitel 3.1.2 vorgestellten apparativen Modifikationen und der in Kapitel 3.2.3 und 3.2.4 aufgezeigten Elektronik zur Pulsgenerierung und Datenerfassung werden Flugzeitmassenspektren der erzeugten Ionenpulse aufgezeichnet. Die so gewonnenen experimentellen Daten werden nachfolgend dargestellt und analysiert.

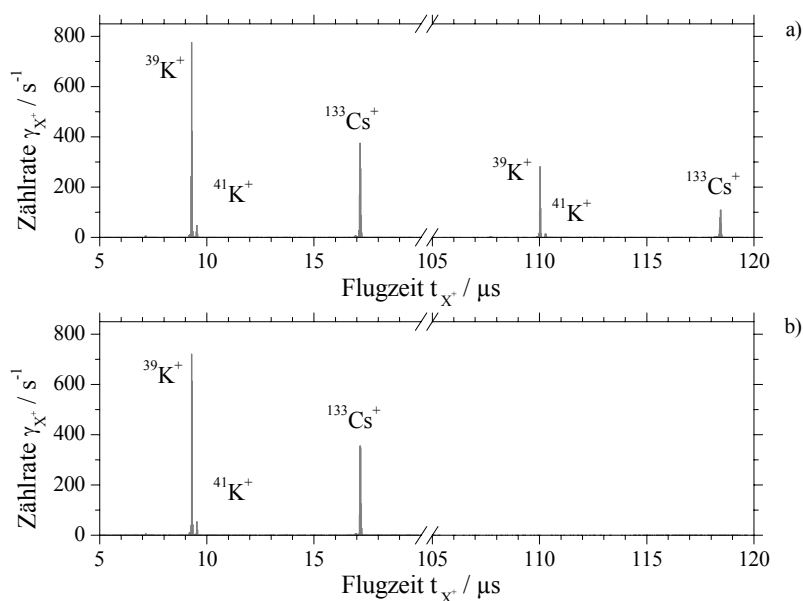
#### Analyse von Flugzeitmassenspektren unter Verwendung des $K[AlSi_2O_6]:Mo$ (1:4) Emitters und modifizierten Anordnung der Pulsgenerierung

In Abb. 4-55 a) und b) sind Flugzeitmassenspektren unter Verwendung des in 4.1 charakterisierten  $K[AlSi_2O_6]:Mo$  (1:4) Kaliumionenemitters dargestellt. Abb. 4-55 a)

zeigt hierbei beispielhaft das Flugzeitmassenspektrum bei einer Repellerspannung von  $U_{Rep}=1800V$ , bei Spannungen an den Ablenkplattenpaaren P3-P4, P5-P6 von  $U_{P3}=300V$ , gepulst mit einer Frequenz von  $f=4kHz$  und einer Pulsbreite von  $\tau_{P3}=100\mu s$ ,  $U_{P4}=150V$  konstant und  $U_{P5}=U_{P6}=0V$ . Das Flugzeitmassenspektrum zeigt die, durch die Vorder- und Rückflanke der gepulsten Spannung  $U_{P3}$  an P3 und konstanten Spannung  $U_{P4}$  an P4, erzeugten Ionenpulse aus  $^{39}K^+$ -,  $^{41}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen<sup>29</sup>. Im Unterschied zu den in Kapitel 4.2.2 mit Hilfe des elektrischen Spiegels erzeugten Ionenpulsen zeigt das Flugzeitmassenspektrum in Abb. 4-55 a), dass die Ionenpulse aus  $^{39}K^+$ -,  $^{41}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen, welche jeweils durch die Vorder- und Rückflanke der gepulsten Spannung  $U_{P3}$  erzeugt werden, durch unterschiedliche Flugzeiten von  $t_X^+ \approx 100\mu s$  deutlich voneinander separiert sind. Alle erzeugten Ionenpulse der Abb. 4-55 a) besitzen im vorliegenden Beispiel einer Repellerspannung von  $U_{Rep}=1800V$  und bei  $U_{P3}=300V$ ,  $U_{P4}=150V$  Pulsbreiten  $\Delta\tau < 1\mu s$ . Auch die Pulsform der Ionenpulse erweist sich im vorliegenden Fall gegenüber den durch den elektrischen Spiegel erzeugten Pulsformen als deutlich verbessert. Im Vergleich zu den durch den elektrischen Spiegel erzeugten Ionenpulsen des Kapitels 4.2.2 sind die Ionenpulse aus  $^{39}K^+$ -,  $^{41}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen sowohl für die Vorder- als auch für die Rückflanke in Abb. 4-55 a) in ihren Flugzeiten  $t_X^+$  eindeutig separiert. Für die im weiteren Verlauf der Analysen untersuchten Spannungsbereiche der Repellerspannung  $U_{Rep}$  und der Spannungen  $U_{P3}$ ,  $U_{P4}$  an P3-P4 wird diese Separation der Flugzeiten  $t_X^+$  generell für die erzeugten Ionenpulse aus  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen beobachtet. In Abb. 4-55 b) ist ein separat gemessenes Flugzeitmassenspektrum dargestellt. Hierbei wurde im Unterschied zu Abb. 4-55 a) eine zusätzliche gepulste Spannung  $U_{P6}=75V$  an der Ablenkplatte P6, mit einer Pulsbreite  $\tau_{P6}=8\mu s$  und einem zeitlichen Versatz von  $100\mu s$  zur Vorderflanke von  $U_{P3}$ , und eine konstante Spannung  $U_{P5}=0V$  an P5 gemäß Kapitel 3.2.3, Abb. 3-14 eingestellt. Wie Abb. 4-55 b) zeigt werden hierdurch alle durch die Rückflanke der gepulsten Spannung  $U_{P3}$  erzeugten Ionenpulse gemäß den Überlegungen in Kapitel 2.2.2 unterdrückt. Somit ist es möglich bei späteren Untersuchungen zur Transmission von Alkaliionen durch PPX-Membranen eine eindeutige Zuordnung der detektierten Zählraten transmittierter Ionenspezies vorzunehmen.

---

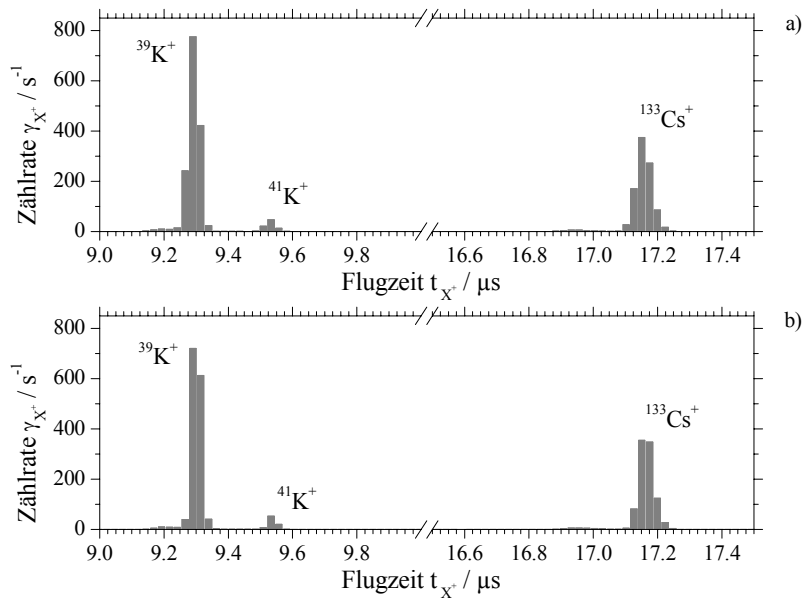
<sup>29</sup> Wie in Kapitel 2.2.2 gezeigt wurde werden die kurzen Ionenpulse stets durch jene elektrischen Felder generiert welche durch die Spannungen  $U_{P3}$  und  $U_{P4}$  am Plattenpaar P3-P4 erzeugt werden. Die im Vorangegangenen wie im Folgenden verwandten Redewendungen „die durch die Vorder- und Rückflanke der gepulsten Spannung  $U_{P3}$  erzeugten Ionenpulse..“, implizieren dies stets.



**Abb. 4-55** Flugzeitmassenspektren unter Verwendung einer Alkaliionenquelle des Emittiermaterials  $\text{K}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$  (1:4), einer Repellerspannung von  $U_{\text{Rep}}=1800\text{V}$ , Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{\text{P3}}=300\text{V}$  gepulst mit  $f=4\text{kHz}$  sowie  $U_{\text{P4}}=150\text{V}$  konstant und Spannungen des Ablenkplattenpaares P5-P6 von a)  $U_{\text{P5}}=0\text{V}$ ,  $U_{\text{P6}}=0\text{V}$  bzw. b)  $U_{\text{P6}}=75\text{V}$  gepulst mit  $f=4\text{kHz}$ ,  $U_{\text{P5}}=0\text{V}$ .

In der weiteren Analyse soll das zeitliche Auflösungsvermögen der modifizierten apparativen Anordnung dokumentiert werden. Hierzu wurden die beiden separat gemessenen Flugzeitmassenspektren der Abb. 4-55 a) und Abb. 4-55 b) im Bereich der Flugzeiten  $t_X^+=9\text{--}17.5\mu\text{s}$  entsprechend skaliert und in Abb. 4-56 a) und b) dargestellt. Auf Grund des am TAC/SCA 567 eingestellten Zeitintervalls von  $200\mu\text{s}$  und der Verwendung des Multikanal Speichers MCB 926 ergibt sich ein zeitliches Auflösungsvermögen von  $24\text{ns}$ . Der durch die verwendete Elektronik zur Erfassung der Flugzeitmassenspektren verursachte Fehler in den Flugzeitspektren kann mit  $\Delta t_X^+=\pm 24\text{ns}$  angegeben werden. Wie die Flugzeiten  $t_X^+$  der durch die Vorderflanke von  $U_{\text{P3}}$  erzeugten Ionenpulse aus  $^{39}\text{K}^+$ -,  $^{41}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen der Abb. 4-56 a) und b) zeigen wird kein Fehler  $\Delta t_X^+>\pm 24\text{ns}$  in den Flugzeitspektren beobachtet. Hierbei können im Bereich der Flugzeiten  $t_X^+=9.0\text{--}9.8\mu\text{s}$  die Ionenpulse aus  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{41}\text{K}^+$ -Ionen eindeutig in den Flugzeitspektren, mit Maxima der Zählraten  $\gamma_X^+(^{39}\text{K}^+)$  bei  $t_X^+(^{39}\text{K}^+)=9.29\mu\text{s}$  und  $\gamma_X^+(^{41}\text{K}^+)$  bei  $t_X^+(^{41}\text{K}^+)=9.533\mu\text{s}$ , aufgelöst werden. Die Ionenpulse aus  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen werden in den Flugzeitspektren mit jeweiligen Maxima der Zählraten  $\gamma_X^+(^{133}\text{Cs}^+)$  bei  $t_X^+(^{133}\text{Cs}^+)=17.151\mu\text{s}$  beobachtet. Im Falle von am TAC/SCA 567 eingestellten Zeitintervallen von  $100\mu\text{s}$  und  $50\mu\text{s}$ , und unter Verwendung des Multikanal Speichers MCB 926, ergeben sich zeitliche Auflösungsvermögen von  $12\text{ns}$  und  $6\text{ns}$ . Die hierbei durch die Elektronik bei der Erfassung der Flugzeitmassenspektren

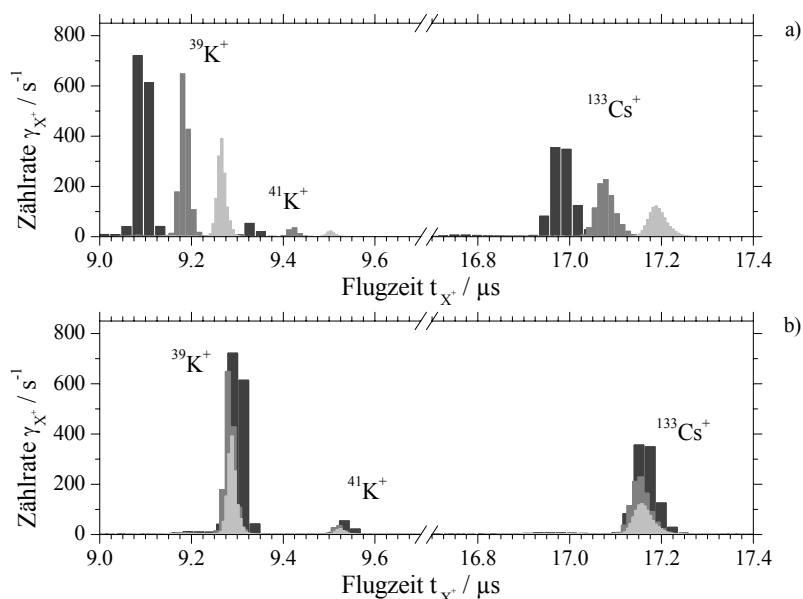
verursachten Fehler in den Flugzeiten können mit  $\Delta t_X^+ = \pm 12\text{ns}$  und  $\Delta t_X^+ = \pm 6\text{ns}$  angegeben werden. Im Falle eines Zeitintervalls von  $200\mu\text{s}$  am TAC/SCA 567 und unter Verwendung des Multikanal Speichers MCB 916 ergibt sich ein zeitliches Auflösungsvermögen von  $48\text{ns}$ . Entsprechend ergibt sich hierbei durch die Elektronik bei der Erfassung der Flugzeitspektren ein Fehler in den Flugzeiten von  $\Delta t_X^+ = \pm 48\text{ns}$ . Unter allen hier vorab aufgezeigten Untersuchungsbedingungen werden wie in Abb. 4-56 a) und b) keine zeitlichen Abweichungen in den Flugzeitspektren beobachtet welche die angegebenen inhärenten Fehler  $\Delta t_X^+$  der Elektronik übertreffen. Das jeweilige zeitliche Auflösungsvermögen wird damit durch die verwandte Elektronik definiert.



**Abb. 4-56** Zeitliches Auflösungsvermögen der Flugzeitmassenspektren. Dargestellt sind in a) und b) die  $^{39}\text{K}^+$ ,  $^{41}\text{K}^+$  und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionenpulse für die beiden separaten Messungen der Vorderflanken aus **Abb. 4-55** a) und b) bei einer Repellerspannung von  $U_{\text{Rep}}=1800\text{V}$ , Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{\text{P3}}=300\text{V}$  gepulst mit  $f=4\text{kHz}$  sowie  $U_{\text{P4}}=150\text{V}$  konstant und einem Zeitintervall des TAC/SCA 567 von  $200\mu\text{s}$  unter Verwendung des Multikanal Speichers MCB 926.

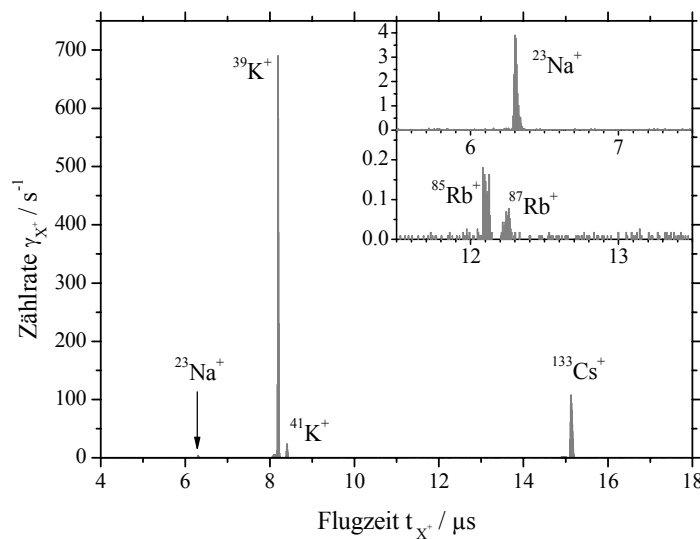
In Kapitel 4.4.1 wurde gezeigt das für unterschiedlich eingestellte Zeitintervalle von  $200\mu\text{s}$ ,  $100\mu\text{s}$  und  $50\mu\text{s}$  des TAC/SCA 567 und unter Verwendung der Multikanal Speicher MCB 926 und MCB 916 in den Flugzeitspektren jeweilig ein zeitlicher Versatz bezüglich den am Pulsgenerator DG 535 eingestellten Verzögerungszeiten  $\tau_{\text{T0-AB-Eich}}$  auftritt. Eine Kompensation und Korrektur des durch die Elektronik bedingten jeweiligen zeitlichen Versatzes erfolgt durch die in Kapitel 4.4.1 vorgenommenen Eichmessungen und dort erhaltenen linearen Regressionen. Abb. 4-57 a) zeigt hierzu beispielhaft erneut das Flugzeitmassenspektrum der durch die Vorderflanke von  $U_{\text{P3}}$  erzeugten Ionenpulse aus  $^{39}\text{K}^+$ ,  $^{41}\text{K}^+$  und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen der Messung aus Abb. 4-55 a)

bei Zeitintervallen des TAC/SCA 567 von  $200\mu\text{s}$ ,  $100\mu\text{s}$  und  $50\mu\text{s}$  und unter Verwendung des MCB 926. Die Flugzeiten der Ionenpulse wurden nur hinsichtlich der zeitlichen Verzögerung durch den Transistorschalter HTS 31-GSM um  $\Delta\tau_{\text{HTS exp}}=170\text{ns}$  korrigiert. Wie aus Abb. 4-57 a) ersichtlich werden die Flugzeiten für kleiner werdende Zeitintervalle des TAC/SCA 567 zu größeren Werten hin verschoben. Für die Maxima der Zählraten  $\gamma_X^+$  wird eine Abnahme des Maximalwertes der einzelnen Ionenpulse aus  $^{39}\text{K}^+$ ,  $^{41}\text{K}^+$  und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen für kleiner werdende Zeitintervalle beobachtet. Dies wird auf Grund der höheren Anzahl der Speicherkanäle bei höherer zeitlicher Auflösung so erwartet. Die Gesamtzahl der detektierten Zählraten  $\sum\gamma_X^+(i)$  (mit  $i \in \{^{39}\text{K}^+, ^{41}\text{K}^+, ^{133}\text{Cs}^+\}$ ) der einzelnen Ionenpulse aus  $^{39}\text{K}^+$ ,  $^{41}\text{K}^+$  und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen bleibt für die variierten Zeitintervalle  $200\mu\text{s}$ ,  $100\mu\text{s}$  und  $50\mu\text{s}$  im Bereich von  $\pm 1.5\%$  von  $\sum\gamma_X^+(i)$  konstant. Abb. 4-57 b) zeigt die Flugzeitspektren aus Abb. 4-57 a) nach einer zusätzlichen Korrektur der Flugzeiten für die Intervalle von  $200\mu\text{s}$  gemäß der Gleichung (4.35),  $100\mu\text{s}$  gemäß der Gleichung (8.8) und  $50\mu\text{s}$  gemäß Gleichung (8.9) wodurch der jeweilige, durch die Elektronik verursachte, zeitliche Versatz im Rahmen der Messgenauigkeit vollständig kompensiert wird. Die nachfolgend experimentell bestimmten Flugzeitmassenspektren wurden entsprechend korrigiert.



**Abb. 4-57** Zeitliches Auflösungsvermögen der Flugzeitmassenspektren. Dargestellt sind in a) die  $^{39}\text{K}^+$ ,  $^{41}\text{K}^+$  und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionenpulse für die Messung der Vorderflanke aus Abb. 4-55 a) bei Zeitintervallen des TAC/SCA 567 von  $200\mu\text{s}$ ,  $100\mu\text{s}$  und  $50\mu\text{s}$ , unter Verwendung des Multikanal Speichers MCB 926, mit Flugzeitkorrektur um  $-\Delta\tau_{\text{HTS exp}}$  aber ohne Korrektur gemäß Gleichung (4.35), (8.8), (8.9) und in b) die  $^{39}\text{K}^+$ ,  $^{41}\text{K}^+$  und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionenpulse mit Flugzeitkorrektur um  $-\Delta\tau_{\text{HTS exp}}$  und mit Korrektur gemäß Gleichung (4.35), (8.8) und (8.9).

Mit der modifizierten Messanordnung zur Erzeugung kurzer Ionenpulse wird neben einem guten zeitlichen Auflösungsvermögen ein gutes Signal zu Rausch Verhältnis in den Flugzeitmassenspektren erreicht. Auf Grund dessen können neben einer zeitlichen Separation der erzeugten Ionenpulse auch geringe Anteile anderer Alkaliionen die im jeweils verwendeten Emitttermaterial enthalten sind detektiert werden. Ein Beispiel hierfür zeigt Abb. 4-58. Diese zeigt ein Flugzeitmassenspektrum des Emitttermaterials  $\text{K}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$  (1:4) bei einer Repellerspannung von  $U_{\text{Rep}}=2400\text{V}$ , Spannungen an den Ablenkplattenpaaren P3-P4, P5-P6 von  $U_{P3}=300\text{V}$  gepulst,  $U_{P4}=150\text{V}$  konstant,  $U_{P6}=75\text{V}$  gepulst,  $U_{P5}=0\text{V}$  und einer zeitlichen Auflösung von  $6\text{ns}$  im Flugzeitbereich von  $t_X^+=4\text{--}18\mu\text{s}$ . Neben einer Separation der Ionen der Kaliumisotope  $^{39}\text{K}^+$  und  $^{41}\text{K}^+$  mit Flugzeiten  $t_X^+(^{39}\text{K}^+)=8.191\mu\text{s}$  und  $t_X^+(^{41}\text{K}^+)=8.404\mu\text{s}$  werden, wie in den Einfügungen der Abb. 4-58 gezeigt, sowohl geringe Anteile an  $^{23}\text{Na}^+$ -Ionen bei einer Flugzeit von  $t_X^+(^{23}\text{Na}^+)=6.3\mu\text{s}$  als auch geringe Anteil an separaten Ionen der Rubidiumisotope  $^{85}\text{Rb}^+$  und  $^{87}\text{Rb}^+$  bei Flugzeiten  $t_X^+(^{85}\text{Rb}^+)=12.101\mu\text{s}$  und  $t_X^+(^{87}\text{Rb}^+)=12.241\mu\text{s}$  beobachtet. Die Flugzeit der enthaltenen  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen beträgt  $t_X^+(^{133}\text{Cs}^+)=15.126\mu\text{s}$ .



**Abb. 4-58** Flugzeitmassenspektrum des Emitttermaterials  $\text{K}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$  (1:4) bei einer Repellerspannung von  $U_{\text{Rep}}=2400\text{V}$  und Spannungen an den Ablenkplattenpaaren P3-P4, P5-P6 von  $U_{P3}=300\text{V}$ ,  $U_{P4}=150\text{V}$  und  $U_{P6}=75\text{V}$ ,  $U_{P5}=0\text{V}$ . Die Messung erfolgte mit einer zeitlichen Auflösung von  $6\text{ns}$ . Die Einfügungen zeigen die Flugzeitbereiche in denen  $^{23}\text{Na}^+$ -Ionen sowie  $^{85}\text{Rb}^+$ - und  $^{87}\text{Rb}^+$ -Ionen detektiert werden.

Eine Analyse hinsichtlich der prozentualen Anteile der detektierten Zählraten  $\sum \gamma_X^+(i)$  der einzelnen Ionenspezies bzw. -pulse aus  $^{23}\text{Na}^+$ -,  $^{39}\text{K}^+$ -,  $^{41}\text{K}^+$ -,  $^{85}\text{Rb}^+$ -,  $^{87}\text{Rb}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen am Gesamtionensignal nach Gleichung (4.37) ist in Tab. 4-14 dargestellt.

$$p_{X^+}(i) = \frac{\sum \gamma_{X^+}(i)}{\sum_i \sum \gamma_{X^+}(i)} \quad (4.37)$$

$$i \in \{^{23}\text{Na}^+, ^{39}\text{K}^+, ^{41}\text{K}^+, ^{85}\text{Rb}^+, ^{87}\text{Rb}^+, ^{133}\text{Cs}^+\}$$

**Tab. 4-14** Prozentuale Anteile der detektierten  $^{23}\text{Na}^+$ -,  $^{39}\text{K}^+$ -,  $^{41}\text{K}^+$ -,  $^{85}\text{Rb}^+$ -,  $^{87}\text{Rb}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen des Flugzeitmassenspektrums der **Abb. 4-58**.

i	$p_{X^+}(i) / \%$
$^{23}\text{Na}^+$	0.474
$^{39}\text{K}^+$	72.954
$^{41}\text{K}^+$	2.906
$^{85}\text{Rb}^+$	0.035
$^{87}\text{Rb}^+$	0.015
$^{133}\text{Cs}^+$	23.617

Ein direkter Vergleich mit den Masseanteilen der Ionenspezies des Emitttermaterials  $\text{K}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$  (1:4) der Tab. 4-1 in Kapitel 4.1 weist einen geringeren Anteil an  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen und einen höheren Anteil an  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen im Flugzeitmassenspektrum auf. Wie bereits zuvor erwähnt wurde, konnte von S. Schulze für einen  $^{39}\text{K}^+$ -Ionenemitter, mit Emitttermaterial  $\text{K}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$  (1:1), ein von der Repellerspannung  $U_{\text{Rep}}$  abhängiges anisotropes Emissionsverhalten beobachtet werden [233]. Unter der Annahme eines unterschiedlichen anisotropen Emissionsverhaltens der einzelnen Ionensorten eines Emitters, in Abhängigkeit von der jeweiligen Repellerspannung  $U_{\text{Rep}}$ , können die im Flugzeitmassenspektrum der Abb. 4-58 beobachteten Abweichungen in Bezug auf die Charakterisierung des  $\text{K}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$  (1:4) Emitters in Kapitel 4.1 und der Tab. 4-1 erklärt werden. Die Optimierung des Ionenstrahls mit Hilfe des genetischen Algorithmus in Kapitel 4.3 erfolgte unter Verwendung eines  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionenemitters mit Mischungsverhältnis  $\text{Cs}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$  (1:1). In Folge dessen sind die so gewonnenen optimierten Spannungswerte für die ionenoptischen Elemente aus Tab. 8-18 und Tab. 8-19 optimiert für die entsprechende anisotrope Emission von  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen des Emitters. Dies führt aber bei einer variierten anisotropen Emission der im Emitter enthaltenen  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen bei diesen zu einem erhöhten prozentualen Verlust an den



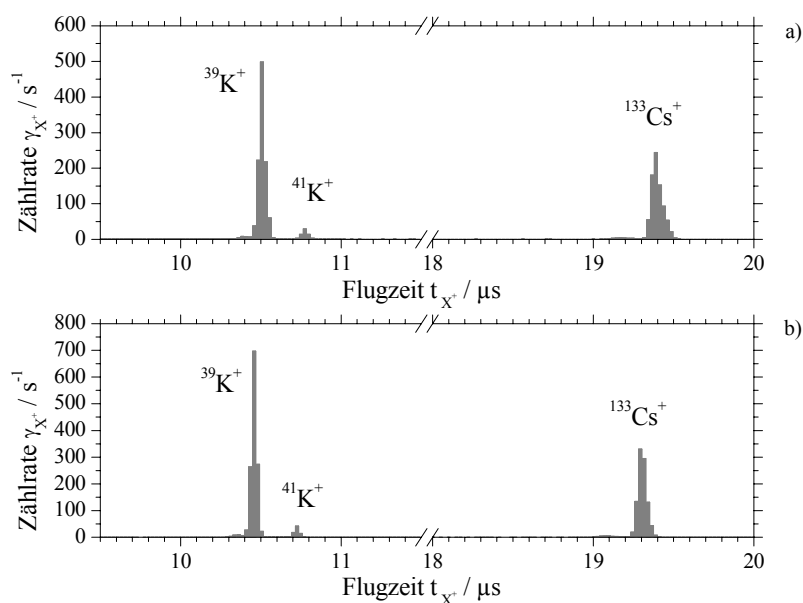
Blenden B<sub>1</sub> und B<sub>2</sub> der Zwischenkammer. Dies gilt insbesondere unter Verwendung eines <sup>39</sup>K<sup>+</sup>-Ionenemitters wodurch der prozentuale Anteil der beobachteten <sup>133</sup>Cs<sup>+</sup>-Ionen im Flugzeitmassenspektrum gegenüber dem <sup>39</sup>K<sup>+</sup>-Ionenanteil erhöht wird. Diese Annahme wird durch die in diesem Unterkapitel untersuchten Flugzeitmassenspektren des K[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo (1:4) Emitters als auch durch die Analysen der Flugzeitmassenspektren des im folgenden Unterkapitel verwandten Cs[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo (1:1) Emitters gestützt<sup>30</sup>.

Im theoretischen Teil dieser Arbeit wurde in Kapitel 2.2.2 gezeigt, dass die resultierende kinetische Energie der erzeugten Ionenpulse durch die Vorder- und Rückflanke der gepulsten Spannung  $U_{P3}$  am Ablenkplattenpaar P3-P4 beeinflusst wird. Nach Gleichung (2.52) der theoretischen Betrachtungen erwartet man eine kinetische Energie der durch die Vorderflanke der gepulsten Spannung  $U_{P3}$  erzeugten Ionenpulse gemäß der Gleichung (4.38) von:

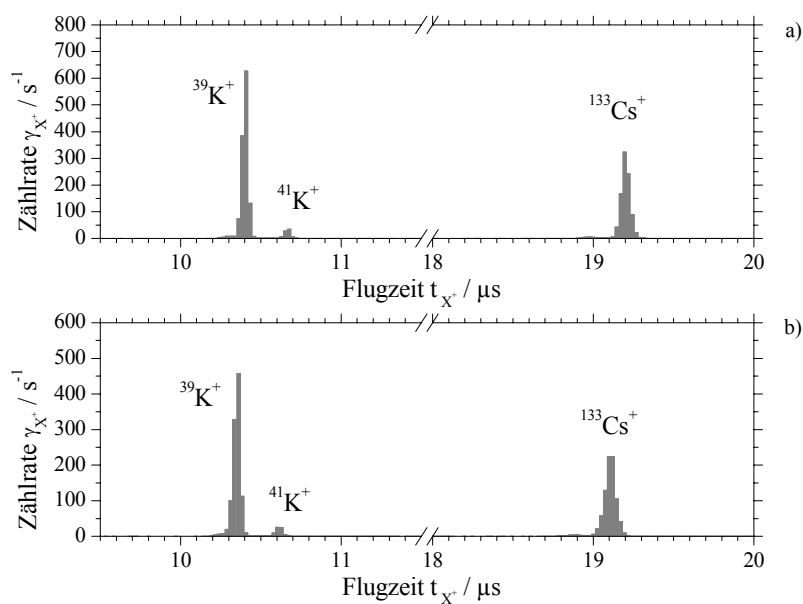
$$E_{kin;V}(U_{P3}, x_B) = E_{kin} + qU_{P3} * \left( \frac{1}{2} - \frac{x_B}{d} - \frac{qU_{P3}}{32E_{kin}} * \left( \frac{a_{eff}^{stat}}{d} \right)^2 \right) \quad (4.38)$$

Hierbei ist  $E_{kin}$  die kinetische Energie der Ionen in Folge der Repellerspannung  $U_{Rep}$ ,  $x_B$  der Abstand der Ionen zur Strahlachse respektive der halbe Strahldurchmesser des Ionenstrahls,  $d$  der Abstand des Ablenkplattenpaares P3-P4 und  $a_{eff}^{stat}$  die effektive statische Plattenlänge gemäß der Gleichung (2.53). Wie Gleichung (4.38) verdeutlicht erhöht sich die kinetische Energie  $E_{kin;V}$  in Abhängigkeit von der an P3 anliegenden gepulsten Spannung  $U_{P3}$ . Im Rahmen der Charakterisierung der apparativen Modifikationen zur Erzeugung kurzer Ionenpulse wurden Messungen mit Spannungen an P3 im Bereich von  $U_{P3}=100-300V$  vorgenommen. Die Abb. 4-59 a), b) und Abb. 4-60 a), b) zeigen hierzu Flugzeitmassenspektren bei einer Repellerspannung von  $U_{Rep}=1400V$  unter einer Variation der Spannungen am Ablenkplattenpaar P3-P4. Gezeigt sind die Flugzeitspektren der durch die Vorderflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus <sup>39</sup>K<sup>+</sup>-, <sup>41</sup>K<sup>+</sup>- und <sup>133</sup>Cs<sup>+</sup>-Ionen für Abb. 4-59 a)  $U_{P3}=150V$ ,  $U_{P4}=75V$ , Abb. 4-59 b)  $U_{P3}=200V$ ,  $U_{P4}=100V$ , Abb. 4-60 a)  $U_{P3}=250V$ ,  $U_{P4}=125V$  und Abb. 4-60 b)  $U_{P3}=300V$ ,  $U_{P4}=150V$ . Wie erwartet nimmt die Flugzeit  $t_X^+$  aller Ionenpulse mit zunehmender Spannung  $U_{P3}$  an P3 auf Grund der erhöhten kinetischen Energie ab. Die konkreten Werte der Flugzeiten  $t_X^+$  sind in Tab. 4-15 aufgelistet.

<sup>30</sup> Zur eindeutigen Klärung dieses Sachverhaltes werden weitere Untersuchungen hinsichtlich des anisotropen Emissionsverhaltens der konzipierten Emitter angestrebt.



**Abb. 4-59** Flugzeitmassenspektren bei einer Repellerspannung von  $U_{Rep}=1400V$  und unter Variation der Spannung des Ablenkplattenpaares P3-P4. Flugzeiten der durch die Vorderflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ -,  $^{41}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen für a)  $U_{P3}=150V$ ,  $U_{P4}=75V$  & b)  $U_{P3}=200V$ ,  $U_{P4}=100V$ .



**Abb. 4-60** Flugzeitmassenspektren bei einer Repellerspannung von  $U_{Rep}=1400V$  und unter Variation der Spannung des Ablenkplattenpaares P3-P4. Flugzeiten der durch die Vorderflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ -,  $^{41}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen für a)  $U_{P3}=250V$ ,  $U_{P4}=125V$  & b)  $U_{P3}=300V$ ,  $U_{P4}=150V$ .

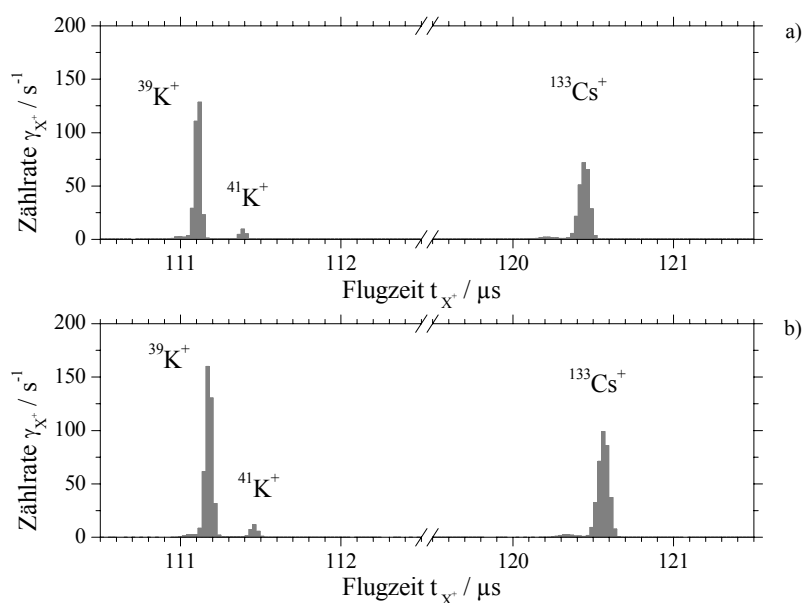
**Tab. 4-15** Flugzeiten der detektierten  $^{39}\text{K}^+$ -,  $^{41}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionenpulse der Flugzeitmassenspektren der Abb. 4-59 a), b) & Abb. 4-60 a), b) bei unterschiedlichen Spannungen  $U_{P3}$  und einer konstanten Repeller-spannung  $U_{Rep}=1400V$ .

$U_{P3} / V$	$t_X^+(^{39}\text{K}^+) / \mu s$ $\Delta = \pm 24ns$	$t_X^+(^{41}\text{K}^+) / \mu s$ $\Delta = \pm 24ns$	$t_X^+(^{133}\text{Cs}^+) / \mu s$ $\Delta = \pm 24ns$
150	10.507	10.774	19.39
200	10.458	10.726	19.293
250	10.409	10.677	19.195
300	10.361	10.604	19.122

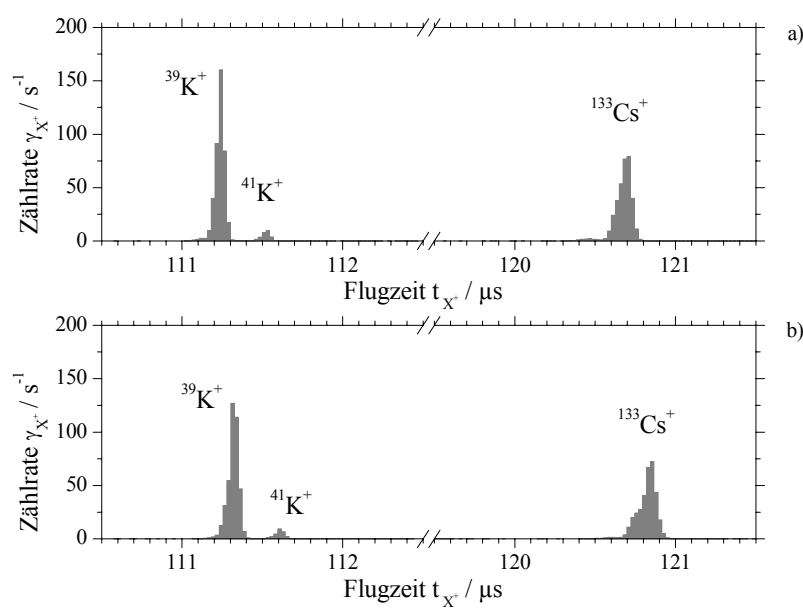
Für die kinetische Energie der durch die Rückflanke der gepulsten Spannung  $U_{P3}$  erzeugten Ionenpulse wird auf Grund der theoretischen Betrachtungen in Kapitel 2.2.2 und der Gleichung (2.52) ein Verhalten gemäß der Gleichung (4.39) erwartet.

$$E_{kin;R}(U_{P3}, x_B) = E_{kin} - qU_{P3} * \left( \frac{1}{2} - \frac{x_B}{d} - \frac{qU_{P3}}{32E_{kin}} * \left( \frac{a_{eff}^{stat}}{d} \right)^2 \right) \quad (4.39)$$

Wie aus Gleichung (4.39) hervorgeht resultiert hieraus eine Verminderung der kinetischen Energie  $E_{kin;R}$  in Abhängigkeit von der an P3 anliegenden gepulsten Spannung  $U_{P3}$ . Die Abb. 4-61 a), b) und Abb. 4-62 a), b) zeigen Flugzeitmassenspektren für eine Repellerspannung von  $U_{Rep}=1400V$  und unter einer Variation der Spannungen am Ablenkplattenpaar P3-P4. Gezeigt werden Flugzeitspektren der durch die Rückflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}\text{K}^+$ -,  $^{41}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen. In Abb. 4-61 a) für  $U_{P3}=150V$ ,  $U_{P4}=75V$ , in Abb. 4-61 b) für  $U_{P3}=200V$ ,  $U_{P4}=100V$ , in Abb. 4-62 a) für  $U_{P3}=250V$ ,  $U_{P4}=125V$  und in Abb. 4-62 b) für  $U_{P3}=300V$ ,  $U_{P4}=150V$ . Wie angenommen nehmen die Werte der Flugzeiten  $t_X^+$  aller Ionenpulse mit zunehmender Spannung  $U_{P3}$  an P3 auf Grund der reduzierten kinetischen Energie zu. Die konkreten Werte der Flugzeiten  $t_X^+$  sind in Tab. 4-16 aufgelistet.



**Abb. 4-61** Flugzeitmassenspektren bei einer Repellerspannung von  $U_{Rep}=1400V$  und unter Variation der Spannung des Ablenkplattenpaares P3-P4. Flugzeiten der durch die Rückflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ -,  $^{41}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen für a)  $U_{P3}=150V$ ,  $U_{P4}=75V$  & b)  $U_{P3}=200V$ ,  $U_{P4}=100V$ .



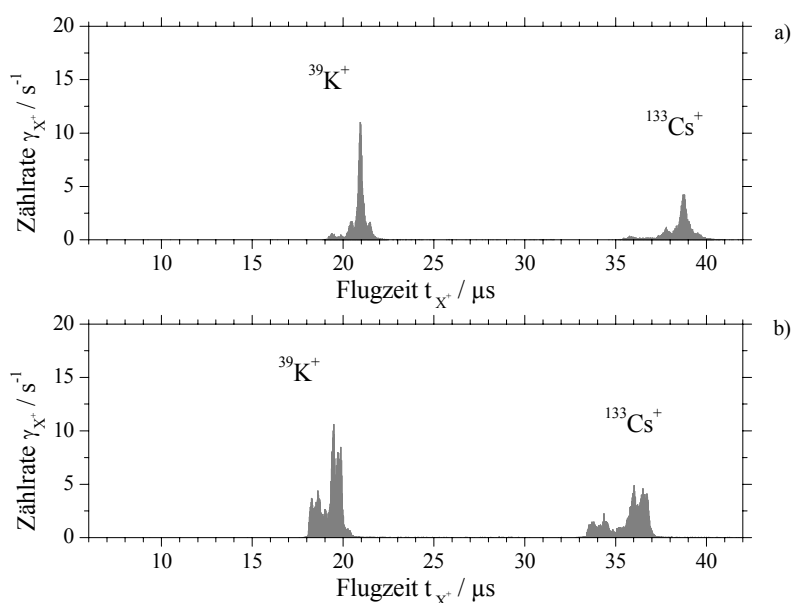
**Abb. 4-62** Flugzeitmassenspektren bei einer Repellerspannung von  $U_{Rep}=1400V$  und unter Variation der Spannung des Ablenkplattenpaares P3-P4. Flugzeiten der durch die Rückflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ -,  $^{41}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen für a)  $U_{P3}=250V$ ,  $U_{P4}=125V$  & b)  $U_{P3}=300V$ ,  $U_{P4}=150V$ .

**Tab. 4-16** Flugzeiten  $t_X^+$  der detektierten  $^{39}\text{K}^+$ -,  $^{41}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionenpulse der Flugzeitmassenspektren der Abb. 4-61 a), b) & Abb. 4-62 a), b) bei unterschiedlichen Spannungen  $U_{P3}$  und einer konstanten Repellerspannung  $U_{Rep}=1400\text{V}$ .

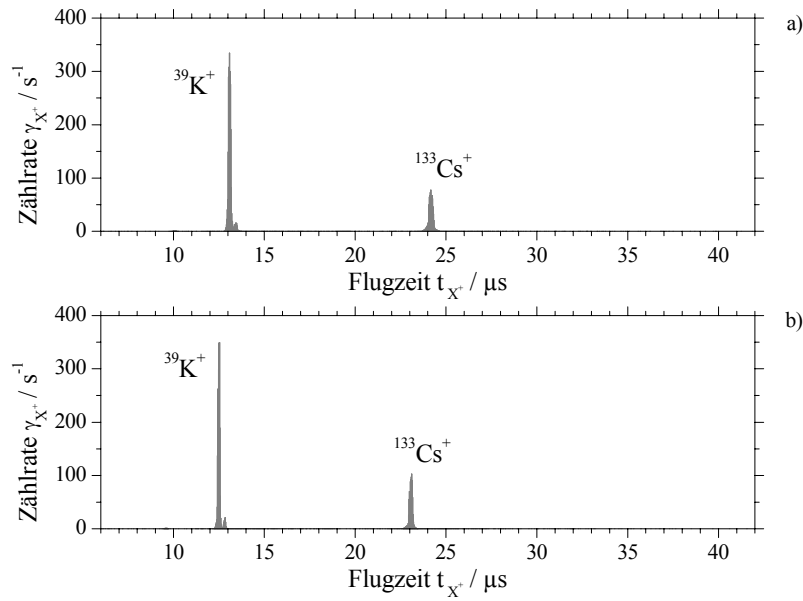
$U_{P3} / \text{V}$	$t_X^+ (^{39}\text{K}^+) / \mu\text{s}$ $\Delta = \pm 24\text{ns}$	$t_X^+ (^{41}\text{K}^+) / \mu\text{s}$ $\Delta = \pm 24\text{ns}$	$t_X^+ (^{133}\text{Cs}^+) / \mu\text{s}$ $\Delta = \pm 24\text{ns}$
150	111.12	111.387	120.441
200	111.168	111.46	120.563
250	111.241	111.533	120.709
300	111.314	111.606	120.855

In der nachfolgenden Analyse von Flugzeitmassenspektren des Ionenemitters  $\text{K}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$  (1:4), bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=250\text{V}$  (gepulst) und  $U_{P4}=125\text{V}$  (konstant), wurde die Repellerspannung im Bereich von  $U_{Rep}=200\text{V}$ – $2400\text{V}$  variiert. Dieses entspricht einer Variation der kinetischen Energie von  $E_{kin}=200\text{eV}$ – $2400\text{eV}$  der aus dem Emittiermaterial austretenden Ionen. Zunächst soll auch hier das Verhalten der Flugzeiten der durch die Vorderflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}\text{K}^+$ -,  $^{41}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen untersucht werden. Abb. 4-63 a) zeigt ein Flugzeitmassenspektrum bei einer Repellerspannung von  $U_{Rep}=250\text{V}$  und Abb. 4-63 b) ein Flugzeitmassenspektrum für  $U_{Rep}=300\text{V}$ . Für größere Spannungswerte von  $U_{Rep}$  und damit größere kinetische Energien  $E_{kin}$  der Ionen wird eine deutliche Verschiebung der detektierten  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionenpulse zu niedrigeren Flugzeiten beobachtet. Die in den Abb. 4-63 a) und Abb. 4-63 b) beobachtete Pulsform der  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionenpulse weicht von einer idealen Pulsform (z. Bsp. Gaußprofil) deutlich ab. Dieses Verhalten der erzeugten Ionenpulse wird generell im Bereich von Repellerspannungen  $U_{Rep}<500\text{V}$  beobachtet. Die Pulsform ist reproduzierbar und von der Spannung  $U_{P3}$  an P3 und der jeweiligen kinetischen Energie abhängig. Zurückzuführen ist dies auf den Spannungsanstieg von  $U_{P3}$  der vom HTS 31-GSM erzeugten Vorderflanke an der Ablenkplatte P3 welcher, wie Abb. 8-80 im Anhang Kapitel 8.6 zeigt, nicht vollständig linear verläuft und mit der eingestellten Spannung von  $U_{P3}$  variiert. Für kinetische Energien  $E_{kin}<500\text{eV}$  der Ionen wird die Pulsform durch diese Nichtlinearität des Flankenanstieges der gepulsten Spannung  $U_{P3}$  beeinflusst. Für  $E_{kin}\geq 500\text{eV}$  wird kein Einfluss des nichtlinearen Flankenanstieges der Spannung  $U_{P3}$  auf die Pulsform der erzeugten Ionenpulse beobachtet. Dies zeigen auch die Abb. 4-64 a), b) mit einer Repellerspannung von a)  $U_{Rep}=800\text{V}$ , b)  $U_{Rep}=900\text{V}$  und Abb. 4-65 a), b) mit einer

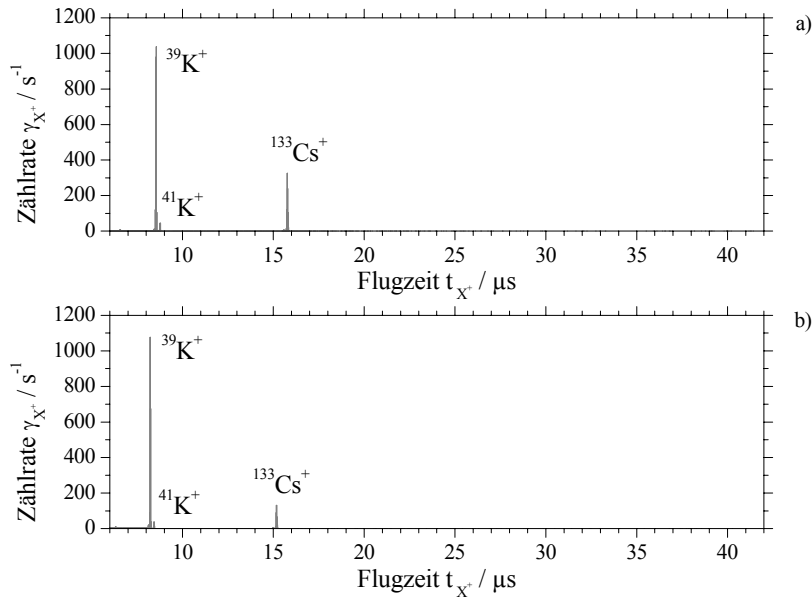
Repellerspannung von a)  $U_{Rep}=2200V$ , b)  $U_{Rep}=2400V$ . Auch in diesen Fällen werden für zunehmende kinetische Energien  $E_{kin}$  kürzere Flugzeiten der  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionenpulse registriert. Die konkreten Werte der Flugzeiten  $t_X^+$  der  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionenpulse aus den Flugzeitspektren der Abb. 4-63 a), b), Abb. 4-64 a), b) und Abb. 4-65 a), b) sind in Tab. 4-17 aufgelistet. Im Weiteren wird für einen zunehmenden Wert der Repellerspannung eine kleiner werdende Pulsbreite der  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionenpulse beobachtet. Die in diesem Zusammenhang untersuchten und registrierten Flugzeitmassenspektren mit variierten Repellerspannungen des Bereiches  $U_{Rep}=200V-2400V$  sind in Kapitel 8.6 (Abb. 8-81 - Abb. 8-90) des Anhanges dargestellt.



**Abb. 4-63** Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=250V$ ,  $U_{P4}=125V$  und unter Variation der Repellerspannung  $U_{Rep}$  respektive der kinetischen Energie der aus der Quelle emittierten Ionen. Flugzeiten der durch die Vorderflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen für a)  $U_{Rep}=250V$  & b)  $U_{Rep}=300V$ .



**Abb. 4-64** Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=250V$ ,  $U_{P4}=125V$  und unter Variation der Repellerspannung  $U_{Rep}$  respektive der kinetischen Energie der aus der Quelle emittierten Ionen. Flugzeiten der durch die Vorderflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen für a)  $U_{Rep}=800V$  & b)  $U_{Rep}=900V$ .



**Abb. 4-65** Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=250V$ ,  $U_{P4}=125V$  und unter Variation der Repellerspannung  $U_{Rep}$  respektive der kinetischen Energie der aus der Quelle emittierten Ionen. Flugzeiten der durch die Vorderflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ -,  $^{41}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen für a)  $U_{Rep}=2200V$  & b)  $U_{Rep}=2400V$ .

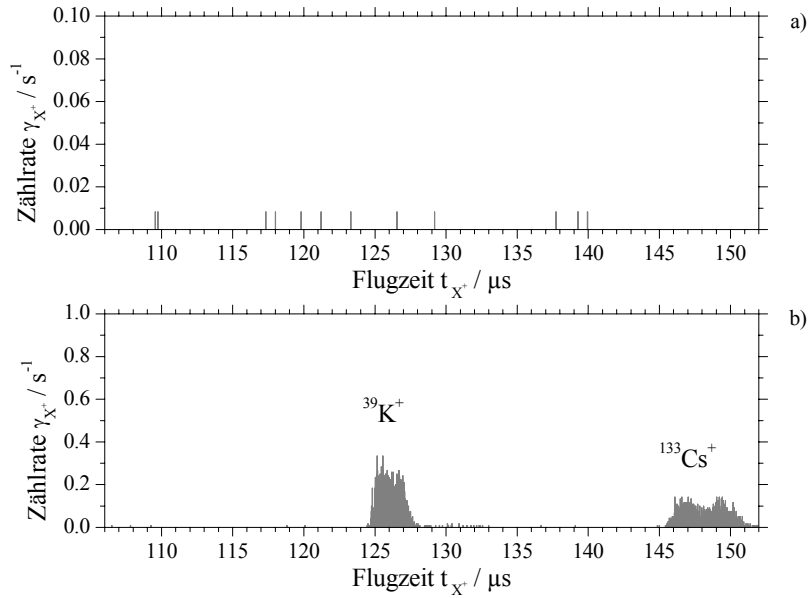
**Tab. 4-17** Flugzeiten  $t_X^+$  der detektierten  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionenpulse der Flugzeitmassenspektren der Abb. 4-63 a), b), Abb. 4-64 a), b) & Abb. 4-65 a), b) für variierte Repellerspannung  $U_{Rep}$  und einer Spannung am Ablenkplattenpaar P3-P4 von  $U_{P3}=250V$  (gepulst) und  $U_{P4}=125V$  (konstant).

$U_{Rep} / V$	$t_X^+ (^{39}\text{K}^+) / \mu\text{s}$ $\Delta = \pm 24\text{ns}$	$t_X^+ (^{133}\text{Cs}^+) / \mu\text{s}$ $\Delta = \pm 24\text{ns}$
250	19.366	35.769
300	18.611	34.358
800	13.086	24.160
900	12.527	23.114
2200	8.560	15.764
2400	8.219	15.180

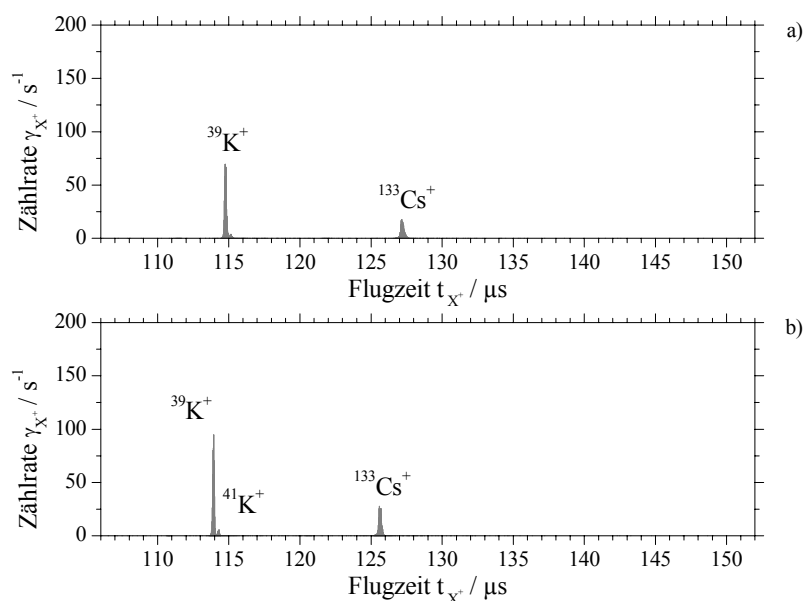
Im Folgenden wird das Verhalten der Flugzeiten der durch die Rückflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}\text{K}^+$ -,  $^{41}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen betrachtet. Die Abb. 4-66 a) zeigt ein Flugzeitmassenspektrum für eine Repellerspannung von  $U_{Rep}=250V$  und Abb. 4-66 b) ein Flugzeitmassenspektrum für  $U_{Rep}=300V$ . In Folge der Verminderung der kinetischen Energie  $E_{kin,R}$  der erzeugten  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionenpulse, gemäß Gleichung (4.39), werden Ionen mit einer anfänglichen kinetischen Energie von  $E_{kin}=250eV$  bei einer Spannung an P3 von  $U_{P3}=250V$  unterdrückt. Dies wird generell in Flugzeitmassenspektren der Rückflanke des HTS 31-GSM mit  $U_{P3}=U_{Rep}$  beobachtet, für  $U_{P3}<U_{Rep}$  werden hingegen durch die Rückflanke erzeugte Ionenpulse detektiert. Im Gegensatz hierzu wird dieses Verhalten bei den durch die Vorderflanke erzeugten  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionenpulsen in Folge der Erhöhung der kinetischen Energie  $E_{kin,V}$ , gemäß Gleichung (4.38), nicht beobachtet. In Abb. 4-66 b) werden bei einer Repellerspannung von  $U_{Rep}=300V$  Ionenpulse aus  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen detektiert. Die Flugzeiten  $t_X^+$  der durch die Rückflanke erzeugten Ionenpulse besitzen, auf Grund der Pulsbreite  $\tau_{P3}=100\mu\text{s}$  der gepulsten Spannung  $U_{P3}$ , einen additiven Term in der jeweiligen Flugzeit  $t_X^+$  von  $100\mu\text{s}$  gegenüber den Flugzeiten der durch die Vorderflanke erzeugten Ionenpulse. In der Abb. 4-67 a), b) und Abb. 4-68 a), b) werden wie erwartet für zunehmende Werte der Repellerspannung  $U_{Rep}=800V$ ,  $900V$ ,  $2200V$  und  $2400V$  kürzere Flugzeiten  $t_X^+$  der Pulse aus  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen registriert. Die Pulsbreiten der Ionenpulse werden für zunehmende Werte  $U_{Rep}$  kleiner. Die konkreten Werte der Flugzeiten  $t_X^+$  der



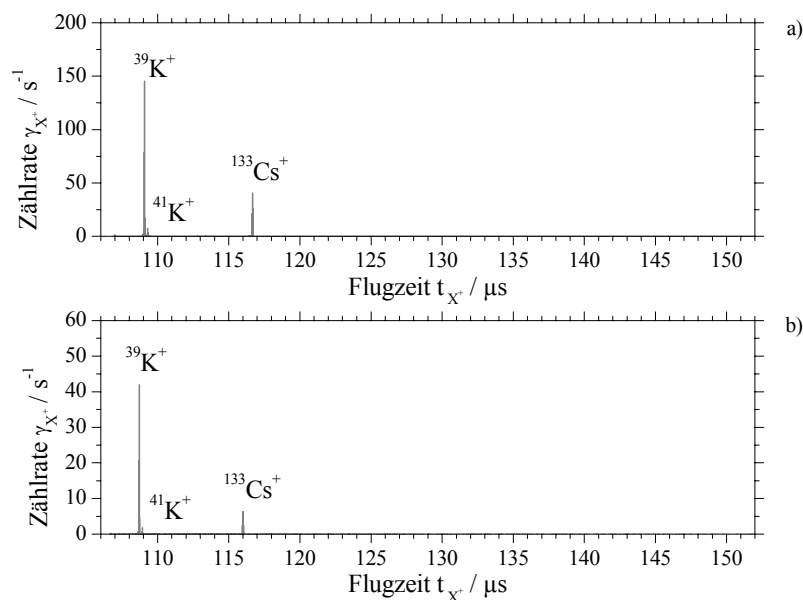
$^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionenpulse aus den Flugzeitspektren der Abb. 4-66 a), b), Abb. 4-67 a), b) und Abb. 4-68 a), b) sind in Tab. 4-18 aufgelistet. Alle hierzu analysierten Flugzeitmassenspektren mit variierten Repellerspannungen des Bereiches  $U_{Rep}=250V$ – $2400V$  sind in Kapitel 8.6 (Abb. 8-91 - Abb. 8-100) des Anhanges dargestellt.



**Abb. 4-66** Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=250V$ ,  $U_{P4}=125V$  und unter Variation der Repellerspannung  $U_{Rep}$  respektive der kinetischen Energie der aus der Quelle emittierten Ionen. Flugzeiten der durch die Rückflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen für a)  $U_{Rep}=250V$  & b)  $U_{Rep}=300V$ .



**Abb. 4-67** Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=250V$ ,  $U_{P4}=125V$  und unter Variation der Repellerspannung  $U_{Rep}$  respektive der kinetischen Energie der aus der Quelle emittierten Ionen. Flugzeiten der durch die Rückflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ -,  $^{41}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen für a)  $U_{Rep}=800V$  & b)  $U_{Rep}=900V$ .

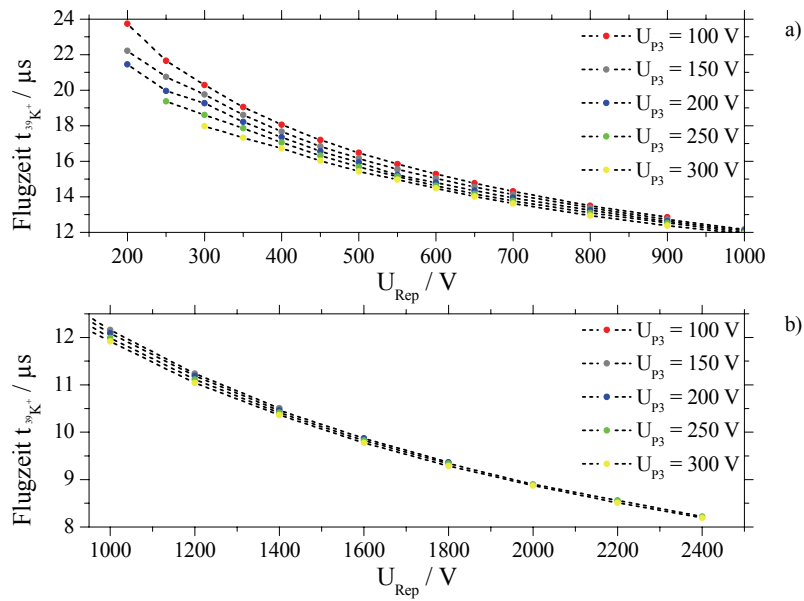


**Abb. 4-68** Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=250V$ ,  $U_{P4}=125V$  und unter Variation der Repellerspannung  $U_{Rep}$  respektive der kinetischen Energie der aus der Quelle emittierten Ionen. Flugzeiten der durch die Rückflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ -,  $^{41}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen für a)  $U_{Rep}=2200V$  & b)  $U_{Rep}=2400V$ .

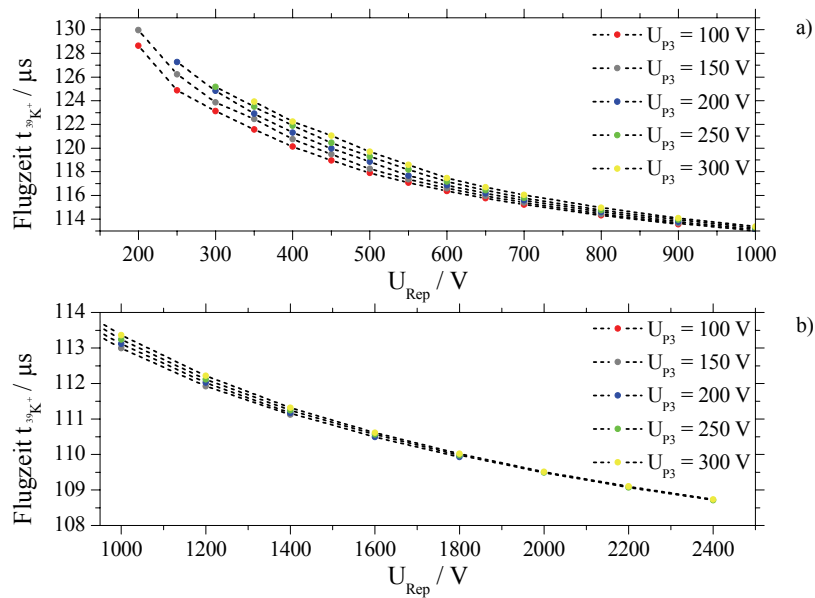
**Tab. 4-18** Flugzeiten  $t_X^+$  der detektierten  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionenpulse der Flugzeitmassenspektren der Abb. 4-66 a), b), Abb. 4-67 a), b) & Abb. 4-68 a), b) für variierte Repellerspannung  $U_{\text{Rep}}$  und einer Spannung am Ablenkplattenpaar P3-P4 von  $U_{P3}=250\text{V}$  (gepulst) und  $U_{P4}=125\text{V}$  (konstant).

$U_{\text{Rep}} / \text{V}$	$t_X^+ (^{39}\text{K}^+) / \mu\text{s}$ $\Delta = \pm 24\text{ns}$	$t_X^+ (^{133}\text{Cs}^+) / \mu\text{s}$ $\Delta = \pm 24\text{ns}$
250	-	-
300	125.168	146.093
800	114.746	127.158
900	113.943	125.601
2200	109.075	116.669
2400	108.710	115.987

Die nachfolgenden Abb. 4-69 a), b) und Abb. 4-70 a), b) geben die Ergebnisse der vorangegangenen Analyse der Flugzeiten  $t_X^+$  der durch die Vorder- und Rückflanke des HTS 31-GSM erzeugten  $^{39}\text{K}^+$ -Ionenpulse zusammenfassend wieder. Hierbei wird in den Abb. 4-69 a), b) und Abb. 4-70 a), b) der gesamte untersuchte Bereich der Repellerspannung von  $U_{\text{Rep}}=200\text{V}-2400\text{V}$  in Abhängigkeit von den Spannungen am Plattenpaar P3-P4 von  $U_{P3} = 100\text{V}, 150\text{V}, 200\text{V}, 250\text{V}$  und  $300\text{V}$  (gepulst) sowie  $U_{P4}=50\text{V}, 75\text{V}, 100\text{V}, 125\text{V}$  und  $150\text{V}$  dargestellt. Für zunehmende Werte von  $U_{P3}$  zeigen die Flugzeiten  $t_X^+$  in Abb. 4-69 a), b) im Zusammenhang mit der erhöhten kinetischen Energie  $E_{\text{kin};V}$  der durch die Vorderflanke erzeugten  $^{39}\text{K}^+$ -Ionenpulse, gemäß der Gleichung (4.38) daraus resultierende, abnehmende Werte. Die Abb. 4-70 a), b) stellt die Flugzeiten  $t_X^+$  der durch die Rückflanke erzeugten  $^{39}\text{K}^+$ -Ionenpulse dar, wobei in Folge der reduzierten kinetischen Energie  $E_{\text{kin};R}$  und in Übereinstimmung mit der Gleichung (4.39) für zunehmende Werte von  $U_{P3}$  auch größere Werte der Flugzeiten  $t_X^+$  auftreten.

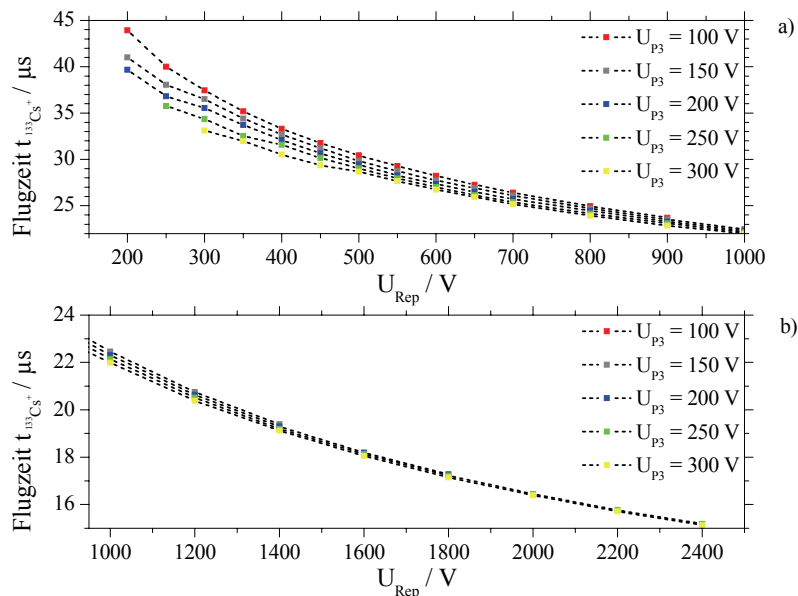


**Abb. 4-69** Flugzeiten der durch die Vorderflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ -Ionen für variierte Repellerspannungen  $U_{Rep}$  und variierte Spannungen  $U_{P3}$ ,  $U_{P4}$  des Ablenkplattenpaares P3-P4. a)  $U_{Rep}=200V-1000V$ ,  $U_{P3}=100V-300V$ ,  $U_{P4}=50V-150V$  & b)  $U_{Rep}=950V-2400V$ ,  $U_{P3}=100V-300V$ ,  $U_{P4}=50V-150V$ .

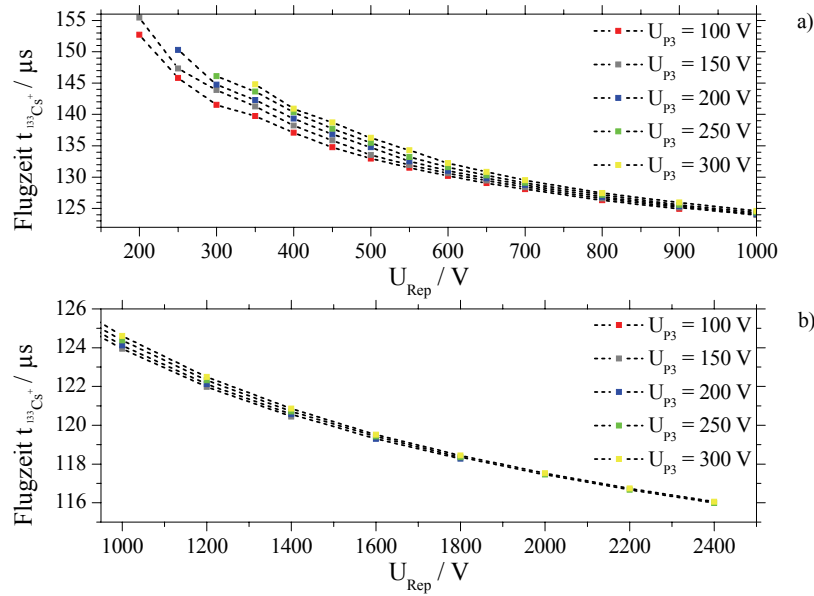


**Abb. 4-70** Flugzeiten der durch die Rückflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ -Ionen für variierte Repellerspannungen  $U_{Rep}$  und variierte Spannungen  $U_{P3}$ ,  $U_{P4}$  des Ablenkplattenpaares P3-P4. a)  $U_{Rep}=200V-1000V$ ,  $U_{P3}=100V-300V$ ,  $U_{P4}=50V-150V$  & b)  $U_{Rep}=950V-2400V$ ,  $U_{P3}=100V-300V$ ,  $U_{P4}=50V-150V$ .

Die Abb. 4-71 a), b) und Abb. 4-72 a), b) geben die Ergebnisse der vorherigen Analyse der Flugzeiten  $t_X^+$  der durch die Vorder- und Rückflanke des HTS 31-GSM erzeugten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionenpulse zusammenfassend wieder. In den Abb. 4-71 a), b) und Abb. 4-72 a), b) wird wiederum der gesamte untersuchte Bereich der Repellerspannung von  $U_{Rep}=200\text{V}-2400\text{V}$  in Abhängigkeit von den Spannungen am Ablenkplattenpaar P3-P4 von  $U_{P3}=100\text{V}, 150\text{V}, 200\text{V}, 250\text{V}$  und  $300\text{V}$  (gepulst) sowie  $U_{P4}=50\text{V}, 75\text{V}, 100\text{V}, 125\text{V}$  und  $150\text{V}$  dargestellt. Für zunehmende Werte von  $U_{P3}$  zeigen die Flugzeiten  $t_X^+$ , der durch die Vorderflanke erzeugten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionenpulse, im Zusammenhang mit ihrer erhöhten kinetischen Energie  $E_{kin;V}$  gemäß der Gleichung (4.38) daraus resultierende, abnehmende Werte. In Abb. 4-72 a), b) sind die Flugzeiten  $t_X^+$  der durch die Rückflanke erzeugten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionenpulse dargestellt. Hierbei werden wegen der reduzierten kinetischen Energie  $E_{kin;R}$  und in Übereinstimmung mit der Gleichung (4.39) für ansteigende Werte von  $U_{P3}$  auch größere Werte der Flugzeiten  $t_X^+$  gemessen.



**Abb. 4-71** Flugzeiten der durch die Vorderflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen für variierte Repellerspannungen  $U_{Rep}$  und variierte Spannungen  $U_{P3}$ ,  $U_{P4}$  des Ablenkplattenpaares P3-P4. a)  $U_{Rep}=200\text{V}-1000\text{V}$ ,  $U_{P3}=100\text{V}-300\text{V}$ ,  $U_{P4}=50\text{V}-150\text{V}$  & b)  $U_{Rep}=950\text{V}-2400\text{V}$ ,  $U_{P3}=100\text{V}-300\text{V}$ ,  $U_{P4}=50\text{V}-150\text{V}$ .



**Abb. 4-72** Flugzeiten der durch die Rückflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen für variierte Repellerspannungen  $U_{\text{Rep}}$  und variierte Spannungen  $U_{P3}$ ,  $U_{P4}$  des Ablenkplattenpaares P3-P4. a)  $U_{\text{Rep}}=200\text{V}$ - $1000\text{V}$ ,  $U_{P3}=100\text{V}$ - $300\text{V}$ ,  $U_{P4}=50\text{V}$ - $150\text{V}$  & b)  $U_{\text{Rep}}=950\text{V}$ - $2400\text{V}$ ,  $U_{P3}=100\text{V}$ - $300\text{V}$ ,  $U_{P4}=50\text{V}$ - $150\text{V}$ .

Wie bereits zuvor erwähnt weisen die erzeugten Ionenpulse aus  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen ein Verhalten ihrer Pulsbreiten  $\tau_{\text{exp}} X^+$  auf bei welchem generell mit zunehmender Repellerspannung  $U_{\text{Rep}}$ , respektive kinetischer Energie, kleinere Werte für die Pulsbreiten  $\tau_{\text{exp}} X^+$  beobachtet werden. Die aus den Messungen des gesamten untersuchten Bereiches der Repellerspannungen von  $U_{\text{Rep}}=200\text{V}$ - $2400\text{V}$  in Abhängigkeit von den Spannungen am Ablenkplattenpaar P3-P4 von  $U_{P3}=100\text{V}$ ,  $150\text{V}$ ,  $200\text{V}$ ,  $250\text{V}$  und  $300\text{V}$  (gepulst) sowie  $U_{P4}=50\text{V}$ ,  $75\text{V}$ ,  $100\text{V}$ ,  $125\text{V}$  und  $150\text{V}$  (konstant) ermittelten Pulsbreiten  $\tau_{\text{exp}}(^{39}\text{K}^+)$  und  $\tau_{\text{exp}}(^{133}\text{Cs}^+)$  der  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionenpulse werden nachfolgend eingehend analysiert. Wie in Kapitel 2.2.2 gezeigt wurde, tragen zur Pulsbreite der erzeugten kurzen Ionenpulse im Wesentlichen zwei Anteile bei. Dies ist zum einen die aus Gleichung (2.30) bzw. (4.40) folgende Pulsbreite  $\Delta\tau_{\text{Puls}}$ , welche aus der Puls-generierung mittels des Plattenpaares P3-P4 folgt und durch die gepulste Spannung  $U_{P3}$ , die Geometrie des modifizierten Aufbaus sowie die kinetische Energie und die Ionenmasse bestimmt ist (Gleichung (4.42)).

$$\Delta\tau_{\text{Puls}} = \frac{d_{\text{Strahl}} - d_{\text{Blende2}}}{v_{\text{Strahl}}} \quad (4.40)$$

Im dynamischen Fall der Puls-generierung d. h. für  $a_{\text{eff}} \leq a$  gilt gemäß (2.33) bzw. (4.41) für die Schreibgeschwindigkeit des Ionenstrahls  $v_{\text{Strahl}}$ :

$$v_{Strahl} = \frac{qU L_{Drift}}{d} \sqrt{2m_{Ion} E_{kin}} \quad (4.41)$$

Unter Berücksichtigung von  $U=0.5*U_{P3}$  folgt:

$$\Delta\tau_{X^+} = \frac{2d^*(d_{Strahl} - d_{Blende2})}{qU_{P3} L_{Drift} \sqrt{2m_{X^+} E_{kin}}} \quad (4.42)$$

Zum anderen wird die Pulsbreite der detektierten Ionenpulse durch die Dispersion der im Plattenpaar P3-P4 generierten Pulse entlang der von ihnen zurückgelegten Strecke vom Erzeugungsort (P3-P4) zum Detektor bestimmt. Auf Grund ihrer zeitlichen Ausdehnung und der damit verbundenen energetischen Verteilung der den Puls bildenden Ionen dispergieren diese entlang der Flugstrecke  $s$  zwischen P3-P4 und den MCP's. Mit den Überlegungen aus Kapitel 2.2.2 und der Gleichung (2.48) bzw. (4.43) erhält man für die Pulsbreiten  $d\tau_{X^+;V}$  sowie  $d\tau_{X^+;R}$ , der durch Vorder- und Rückflanke erzeugten Ionenpulse, in Folge der Pulsdispersion die Gleichungen (4.44) und (4.45):

$$\Delta E_{Disp} = qU_{P3} \frac{d_{Strahl}}{d} \quad (4.43)$$

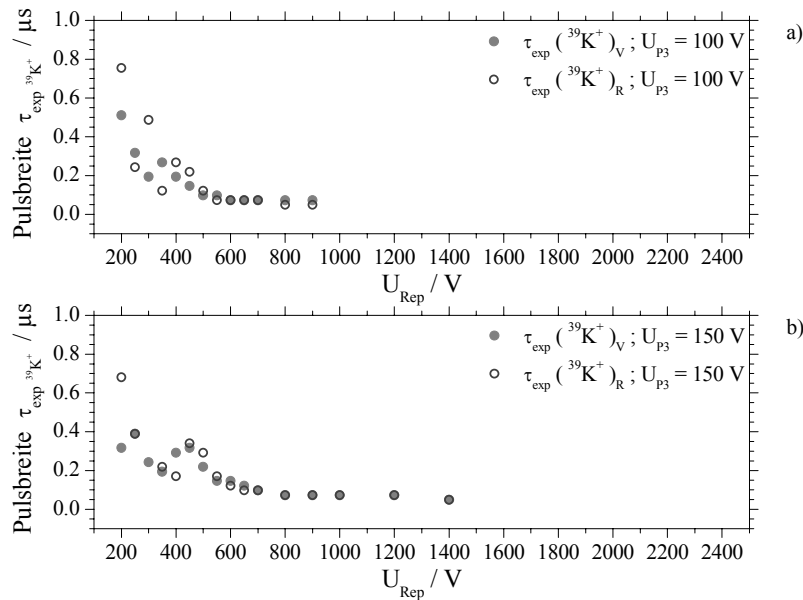
$$d\tau_{X^+;V} = s \left[ \frac{1}{\sqrt{\frac{2}{m_{X^+}} \left( E_{kin;V} - qU_{P3} \frac{d_{Strahl}}{d} \right)}} - \frac{1}{\sqrt{\frac{2}{m_{X^+}} \left( E_{kin;V} + qU_{P3} \frac{d_{Strahl}}{d} \right)}} \right] \quad (4.44)$$

$$d\tau_{X^+;R} = s \left[ \frac{1}{\sqrt{\frac{2}{m_{X^+}} \left( E_{kin;R} - qU_{P3} \frac{d_{Strahl}}{d} \right)}} - \frac{1}{\sqrt{\frac{2}{m_{X^+}} \left( E_{kin;R} + qU_{P3} \frac{d_{Strahl}}{d} \right)}} \right] \quad (4.45)$$

Eine analytische Betrachtung zu (4.42), (4.44) und (4.45) erfolgt auf S.244ff.. Die Abb. 4-73 a), b), Abb. 4-74 a), b) und Abb. 4-75 a) zeigen die aus den Flugzeitmassenspektren bestimmten Pulsbreiten  $\tau_{exp}({}^{39}K^+)_V$  und  $\tau_{exp}({}^{39}K^+)_R$  der durch Vorderflanke und Rückflanke der gepulsten Spannung  $U_{P3}$  erzeugten Ionenpulse aus  ${}^{39}K^+$ -Ionen<sup>31</sup>. Dies für den gesamten untersuchten Bereich der Repellerspannungen von  $U_{Rep}=200V-2400V$  in Abhängigkeit von den Spannungen  $U_{P3}=100V$  &  $150V$  (Abb. 4-73 a), b)), von  $U_{P3}=200V$  &  $250V$  (Abb. 4-74 a), b)) und  $U_{P3}=300V$  (Abb. 4-75 a)). Für eine Spannung von  $U_{P3}=100V$  der Abb. 4-73 a) wird bei Repellerspannungen  $U_{Rep}<600V$  eine Zunahme der Pulsbreiten  $\tau_{exp}({}^{39}K^+)_V$  und  $\tau_{exp}({}^{39}K^+)_R$  für kleiner werdende Werte von  $U_{Rep}$  beobachtet. In diesem Spannungsbereich dominiert die

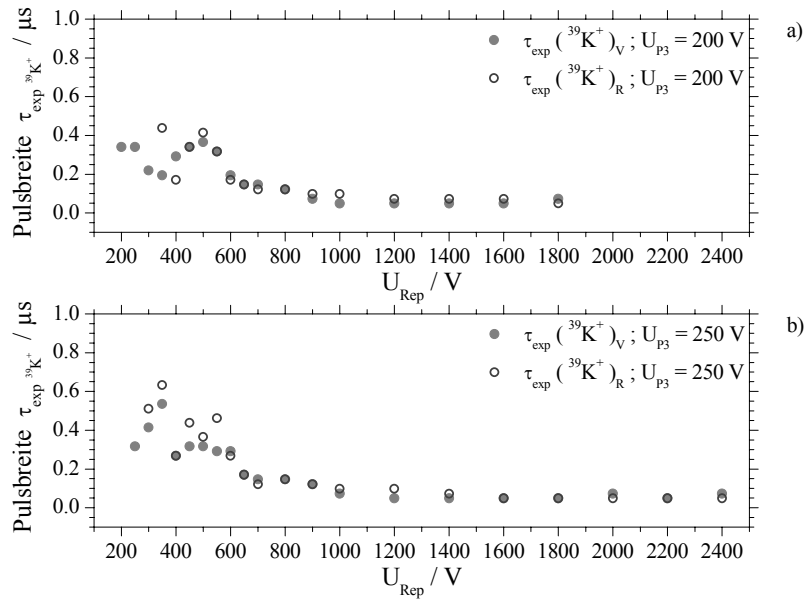
<sup>31</sup> Hierbei wurde im Rahmen der zeitlichen Auflösung der Flugzeitmassenspektren die volle Halbwertsbreite des Maximums (FWHM) der jeweiligen Pulse bestimmt.

Dispersion, gemäß den Gleichungen (4.44) und (4.45), die Pulsbreiten der erzeugten  $^{39}\text{K}^+$ -Ionenpulse mit Werten für  $\tau_{\text{exp}}(^{39}\text{K}^+)_V$  und  $\tau_{\text{exp}}(^{39}\text{K}^+)_R$  im Bereich von  $120\text{ns}$ – $750\text{ns}$ . Tendenziell sind in diesem Bereich der Repellerspannung  $U_{P3}$  die Pulsbreiten von  $\tau_{\text{exp}}(^{39}\text{K}^+)_V < \tau_{\text{exp}}(^{39}\text{K}^+)_R$ , was an Hand von (4.44) und (4.45) so erwartet wird. In Folge der bereits aufgezeigten für diesen Bereich der Repellerspannungen auftretenden Variationen der Pulsform weichen die experimentell ermittelten Pulsbreiten  $\tau_{\text{exp}}(^{39}\text{K}^+)_V$  und  $\tau_{\text{exp}}(^{39}\text{K}^+)_R$  von den erwarteten analytischen Werten ab (siehe hierzu Abb. 4-100 a)). Für Repellerspannungen  $U_{\text{Rep}} \geq 600\text{V}$  dominiert bei  $U_{P3}=100\text{V}$  der Abb. 4-73 a) die Schreibgeschwindigkeit des Ionenstrahls  $v_{\text{Strahl}}$  die Pulsbreiten  $\tau_{\text{exp}}(^{39}\text{K}^+)_V$  und  $\tau_{\text{exp}}(^{39}\text{K}^+)_R$  der generierten  $^{39}\text{K}^+$ -Ionenpulse nach der Gleichung (4.42). Die bestimmten Pulsbreiten für diesen Bereich können, für zunehmende Werte von  $U_{\text{Rep}}$ , mit  $\tau_{\text{exp}}(^{39}\text{K}^+)_V=73\text{ns}$  und  $\tau_{\text{exp}}(^{39}\text{K}^+)_R=73\text{ns}-49\text{ns}$  angegeben werden. Die Werte von  $\tau_{\text{exp}}(^{39}\text{K}^+)_V$  und  $\tau_{\text{exp}}(^{39}\text{K}^+)_R$  sind in diesem Bereich, für identische Werte von  $U_{\text{Rep}}$ , wie aus Abb. 4-73 a) hervorgeht im Rahmen des Auflösungsvermögens der Flugzeitmassenspektren gleich. Dies ist in Übereinstimmung mit (4.42), wonach die Pulsbreiten für die durch Vorder- und Rückflanke erzeugten Ionenpulse identisch sind. Mit Zunahme von  $U_{P3}$  verschiebt sich der Wert von  $U_{\text{Rep}}$  bei welchem die Pulsbreite durch die Dispersion dominiert wird zu größeren Werten hin. So findet sich für  $U_{P3}=150\text{V}$  in Abb. 4-73 b) ein Wert von  $U_{\text{Rep}}=800\text{V}$ , für  $U_{P3}=200\text{V}$  in Abb. 4-74 a)  $U_{\text{Rep}}=900\text{V}$ , für  $U_{P3}=250\text{V}$  in Abb. 4-74 b)  $U_{\text{Rep}}=1000\text{V}$  und in Abb. 4-75 a) für  $U_{P3}=300\text{V}$  der Wert  $U_{\text{Rep}}=1200\text{V}$ .

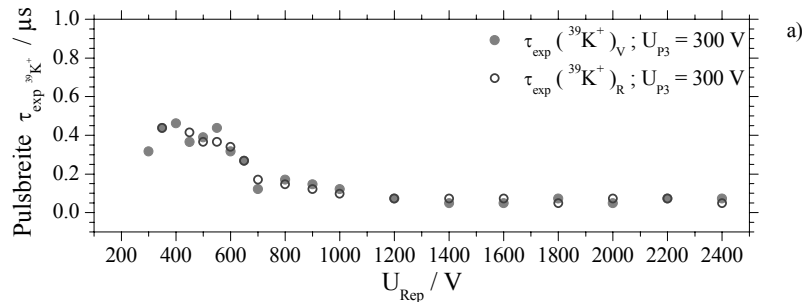


**Abb. 4-73** Pulsbreiten  $\tau_{\text{exp}}$  der durch die Vorder- und Rückflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen für variierte Repellerspannungen  $U_{\text{Rep}}=200\text{V}$ – $2400\text{V}$  und Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von a)  $U_{P3}=100\text{V}$ ,  $U_{P4}=50\text{V}$  & b)  $U_{P3}=150\text{V}$ ,  $U_{P4}=75\text{V}$ .





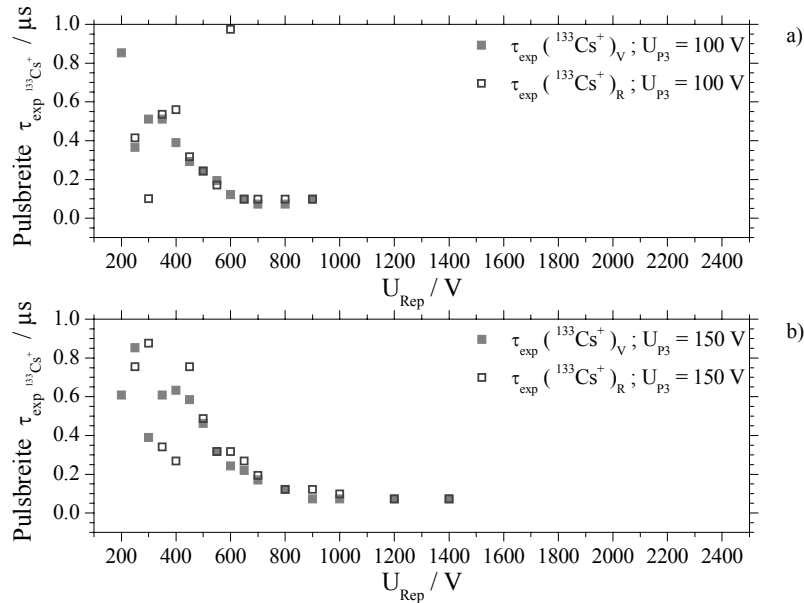
**Abb. 4-74** Pulsbreiten  $\tau_{exp}$  der durch die Vorder- und Rückflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen für variierte Repellerspannungen  $U_{Rep}=200\text{V}-2400\text{V}$  und Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von a)  $U_{P3}=200\text{V}$ ,  $U_{P4}=100\text{V}$  & b)  $U_{P3}=250\text{V}$ ,  $U_{P4}=125\text{V}$ .



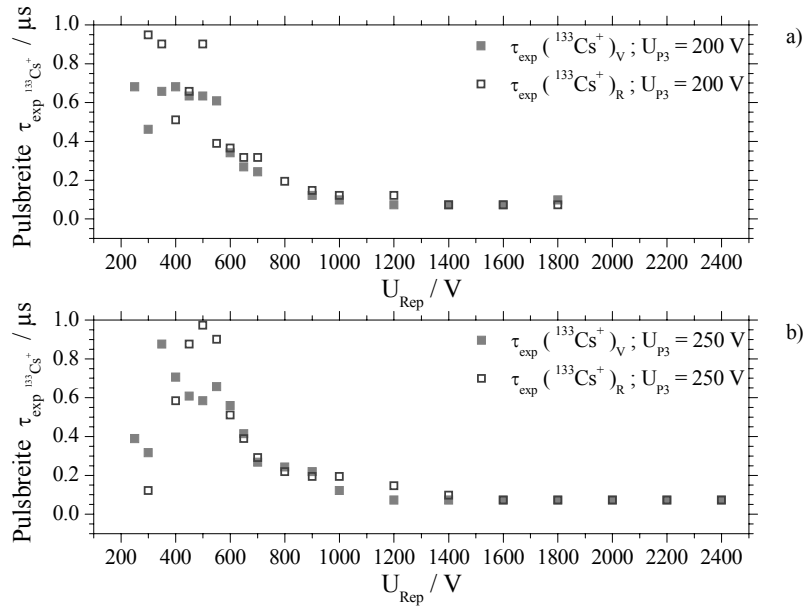
**Abb. 4-75** Pulsbreiten  $\tau_{exp}$  der durch die Vorder- und Rückflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen für variierte Repellerspannungen  $U_{Rep}=200\text{V}-2400\text{V}$  und Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von a)  $U_{P3}=300\text{V}$ ,  $U_{P4}=150\text{V}$ .

In Abb. 4-76a), b), Abb. 4-77 a), b) und Abb. 4-78 a) sind die aus den Flugzeitmassenspektren bestimmten Pulsbreiten  $\tau_{exp}(^{133}\text{Cs}^+)_V$  und  $\tau_{exp}(^{133}\text{Cs}^+)_R$  der durch die Vorder- und Rückflanke der gepulsten Spannung  $U_{P3}$  erzeugten Ionenpulse aus  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen dargestellt. Die Analyse der Pulsbreiten  $\tau_{exp}(^{133}\text{Cs}^+)_V$  und  $\tau_{exp}(^{133}\text{Cs}^+)_R$  erfolgt analog zu den vorangegangenen Betrachtungen zu den  $^{39}\text{K}^+$ -Ionenpulsen. Wie zuvor kann der Bereich der untersuchten Repellerspannung  $U_{Rep}$  in zwei unterschiedliche Bereiche unterteilt werden. Hierbei werden im Bereich niedriger Repellerspannungen  $U_{Rep}$  die Pulsbreiten wiederum von der Dispersion dominiert, wohingegen für größere Werte von  $U_{Rep}$  die Pulsbreiten  $\tau_{exp}(^{133}\text{Cs}^+)_V$  und  $\tau_{exp}(^{133}\text{Cs}^+)_R$  durch die Schreibge-

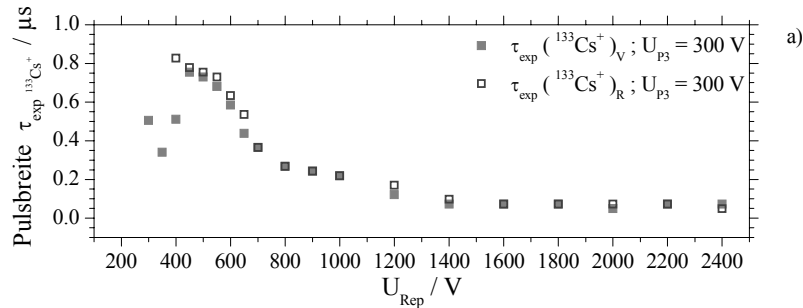
schwindigkeit des Ionenstrahls  $v_{Strahl}$  bestimmt werden. Die Abb. 4-76 a) zeigt die Pulsbreiten  $\tau_{exp}(^{133}\text{Cs}^+)_V$  und  $\tau_{exp}(^{133}\text{Cs}^+)_R$  für eine Spannung  $U_{P3}=100V$ . Der Übergang von dispersions- zu geschwindigkeitsbestimmter Pulsbreite findet bei einer Repellerspannung von  $U_{Rep} \approx 650V$  statt. Die bestimmten Pulsbreiten für  $U_{Rep} \geq 650V$  können mit  $\tau_{exp}(^{133}\text{Cs}^+)_V$  und  $\tau_{exp}(^{133}\text{Cs}^+)_R = 73ns-97ns$  angegeben werden. Für  $U_{Rep} < 650V$  finden sich Werte für die Pulsbreiten von  $\tau_{exp}(^{133}\text{Cs}^+)_V$  und  $\tau_{exp}(^{133}\text{Cs}^+)_R$  in einem Bereich von  $122ns-850ns$ . Mit Zunahme der Werte von  $U_{P3}$  verschiebt sich der Übergangspunkt zu höheren Repellerspannungen  $U_{Rep}$  hin. So findet man für  $U_{P3}=150V$  in Abb. 4-76 b)  $U_{Rep}=900V$ , für  $U_{P3}=200V$  in Abb. 4-77 a)  $U_{Rep} \approx 1000V$ , für  $U_{P3}=250V$  in Abb. 4-77 b)  $U_{Rep}=1400V$  und schließlich bei einer Spannung  $U_{P3}=300V$  einen Wert von  $U_{Rep}=1600V$  in Abb. 4-78 a).



**Abb. 4-76** Pulsbreiten  $\tau_{exp}$  der durch die Vorder- und Rückflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen für variierte Repellerspannungen  $U_{Rep}=200V-2400V$  und Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von a)  $U_{P3}=100V$ ,  $U_{P4}=50V$  & b)  $U_{P3}=150V$ ,  $U_{P4}=75V$ .



**Abb. 4-77** Pulsbreiten  $\tau_{exp}$  der durch die Vorder- und Rückflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{133}Cs^+$ -Ionen für variierte Repellerspannungen  $U_{Rep}=200V-2400V$  und Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von a)  $U_{P3}=200V$ ,  $U_{P4}=100V$  & b)  $U_{P3}=250V$ ,  $U_{P4}=125V$ .

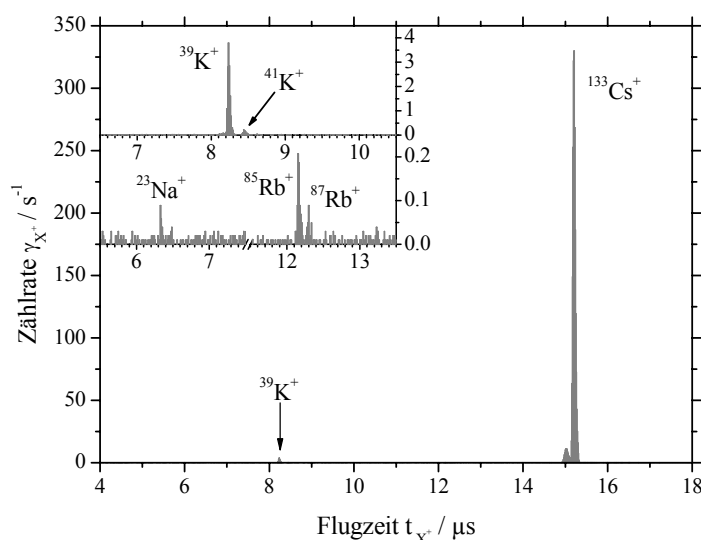


**Abb. 4-78** Pulsbreiten  $\tau_{exp}$  der durch die Vorder- und Rückflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{133}Cs^+$ -Ionen für variierte Repellerspannungen  $U_{Rep}=200V-2400V$  und Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von a)  $U_{P3}=300V$ ,  $U_{P4}=150V$ .

## Analyse von Flugzeitmassenspektren unter Verwendung des Cs[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo (1:1) Emitters und modifizierten Anordnung der Pulsgenerierung

In diesem Unterkapitel werden die Flugzeitmassenspektren des Cs[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo (1:1) Emitters aus Kapitel 4.1, Abb. 4-4 analysiert. Hierzu wurde im Gegensatz zum vorherigen Unterkapitel im Bereich der Zählerelektronik der Multikanalspeicher MCB 916 der Firma Ortec verwandt. Die Generierung der kurzen Ionenpulse erfolgte wie im vorangegangenen Unterkapitel. Eine Variation der zeitlichen Auflösung der Flugzeitmassenspektren erfolgt wie zuvor über die eingestellten Zeitintervalle des TAC/SCA 567. Da der Multikanalspeicher MCB 916 lediglich über eine maximale Anzahl von

4096 Kanälen verfügt, ergeben sich für die Zeitintervalle des TAC/SCA 567 die zeitlichen Auflösungsvermögen von  $48\text{ns}$  für das Zeitintervall von  $200\mu\text{s}$ ,  $24\text{ns}$  für ein Zeitintervall von  $100\mu\text{s}$  und  $12\text{ns}$  für das Zeitintervall von  $50\mu\text{s}$ . Abb. 4-79 zeigt ein Flugzeitmassenspektrum des Emittiermaterials  $\text{Cs}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$  (1:1) mit einer zeitlichen Auflösung von  $12\text{ns}$ , d. h. bei einem Zeitintervall von  $50\mu\text{s}$  des TAC/SCA 567. Neben dem zeitlichen Auflösungsvermögen führt auch in diesem Fall ein gutes Signal zu Rausch Verhältnis dazu, dass neben der zeitlichen Separation der Massen in den Flugzeitspektren auch geringe Anteile anderer Alkaliionen detektiert werden können. Das Flugzeitmassenspektrum der Abb. 4-79 wurde bei einer Repellerspannung von  $U_{\text{Rep}}=2400\text{V}$ , Spannungen an den Ablenkplattenpaaren P3-P4, P5-P6 von  $U_{\text{P3}}=300\text{V}$  gepulst,  $U_{\text{P4}}=150\text{V}$  konstant,  $U_{\text{P6}}=75\text{V}$  gepulst,  $U_{\text{P5}}=0\text{V}$  für einen Flugzeitbereich von  $t_X^+=4\text{--}18\mu\text{s}$  aufgezeichnet.  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen werden bei einer Flugzeit von  $t_X^+(^{133}\text{Cs}^+)=15.208\mu\text{s}$  registriert. In den Einfügungen der Abb. 4-79 ist neben der Separation der Ionen der Kaliumisotope  $^{39}\text{K}^+$  und  $^{41}\text{K}^+$ , mit Flugzeiten von  $t_X^+(^{39}\text{K}^+)=8.235\mu\text{s}$  und  $t_X^+(^{41}\text{K}^+)=8.440\mu\text{s}$ , sowohl der geringe Anteile an  $^{23}\text{Na}^+$ -Ionen, bei einer Flugzeit von  $t_X^+(^{23}\text{Na}^+)=6.329\mu\text{s}$ , als auch die geringen Anteile an separaten Ionen der Rubidiumisotope  $^{85}\text{Rb}^+$  und  $^{87}\text{Rb}^+$ , bei Flugzeiten  $t_X^+(^{85}\text{Rb}^+)=12.156\mu\text{s}$  und  $t_X^+(^{87}\text{Rb}^+)=12.301\mu\text{s}$ , dargestellt.



**Abb. 4-79** Flugzeitmassenspektrum des Emittiermaterials  $\text{Cs}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$  (1:1) bei einer Repellerspannung von  $U_{\text{Rep}}=2400\text{V}$  und Spannungen an den Ablenkplattenpaaren P3-P4, P5-P6 von  $U_{\text{P3}}=300\text{V}$ ,  $U_{\text{P4}}=150\text{V}$  und  $U_{\text{P6}}=75\text{V}$ ,  $U_{\text{P5}}=0\text{V}$ . Die Messung erfolgte mit einer zeitlichen Auflösung von  $12\text{ns}$ . Die Einfügungen zeigen die Flugzeitbereiche in denen  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{41}\text{K}^+$ -Ionen sowie  $^{23}\text{Na}^+$ -Ionen,  $^{85}\text{Rb}^+$ - und  $^{87}\text{Rb}^+$ -Ionen detektiert werden.

Auch für diesen Emittter wurde eine Analyse hinsichtlich der prozentualen Anteile der detektierten Zählraten  $\sum \gamma_X^+(i)$  der einzelnen Ionenspezies bzw. -pulse aus  $^{23}\text{Na}^+$ ,  $^{39}\text{K}^+$ ,  $^{41}\text{K}^+$ ,  $^{85}\text{Rb}^+$ ,  $^{87}\text{Rb}^+$  und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen bezüglich des Gesamtionensignals nach Gleichung (4.37) durchgeführt und in der Tab. 4-19 aufgelistet.

**Tab. 4-19** Prozentuale Anteile der detektierten  $^{23}\text{Na}^+$ ,  $^{39}\text{K}^+$ ,  $^{41}\text{K}^+$ ,  $^{85}\text{Rb}^+$ ,  $^{87}\text{Rb}^+$  und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen des Flugzeitmassenspektrums der **Abb. 4-79**.

i	$p_X^+(i) / \%$
$^{23}\text{Na}^+$	0.014
$^{39}\text{K}^+$	0.701
$^{41}\text{K}^+$	0.048
$^{85}\text{Rb}^+$	0.039
$^{87}\text{Rb}^+$	0.014
$^{133}\text{Cs}^+$	99.184

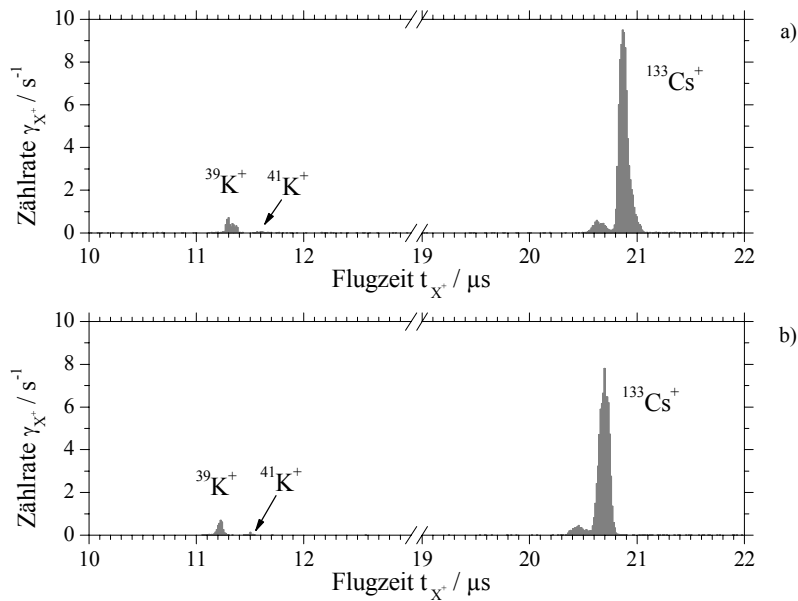
Ein in diesem Fall vorgenommener direkter Vergleich mit den Masseanteilen der Ionenspezies des Emitttermaterials  $\text{Cs}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$  (1:1) der Tab. 4-1 in Kapitel 4.1 weist, wie zuvor bei der entsprechenden Analyse des Flugzeitmassenspektrums des  $\text{K}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$  (1:4) Emitters, einen geringeren Anteil an  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen und einen höheren Anteil an  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen im Flugzeitmassenspektrum auf. Die Argumentation zur Erklärung dieser Abweichungen folgt der im vorangegangenen Unterkapitel vorgenommenen Annahme eines unterschiedlichen anisotropen Emissionsverhaltens der einzelnen Ionensorten des Emitters. Wie bereits erläutert erfolgte die Optimierung des Ionenstrahls mit Hilfe des genetischen Algorithmus in Kapitel 4.3 unter Verwendung des hier untersuchten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionenemitters mit Mischungsverhältnis  $\text{Cs}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$  (1:1). Die so gewonnenen optimierten Spannungswerte der Tab. 8-18 und Tab. 8-19 sind in Folge der unterschiedlichen anisotropen Emissionen der Alkaliionen des Emitters für die anisotrope Emission der  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen des Emitters hin optimiert. Dies führt aber bei einer für die im Emittter enthaltenen  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen zu einem erhöhten prozentualen Verlust an den Blenden  $B_1$  und  $B_2$  der Zwischenkammer. Damit wird der detektierte Massenanteil an  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen erhöht, der Anteil der  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen vermindert.

Nachfolgend wird eine Analyse bei variierter Spannung am Ablenkplattenpaar P3-P4 für den untersuchten Emittter vorgenommen. Wie bereits gezeigt, ergibt sich für die

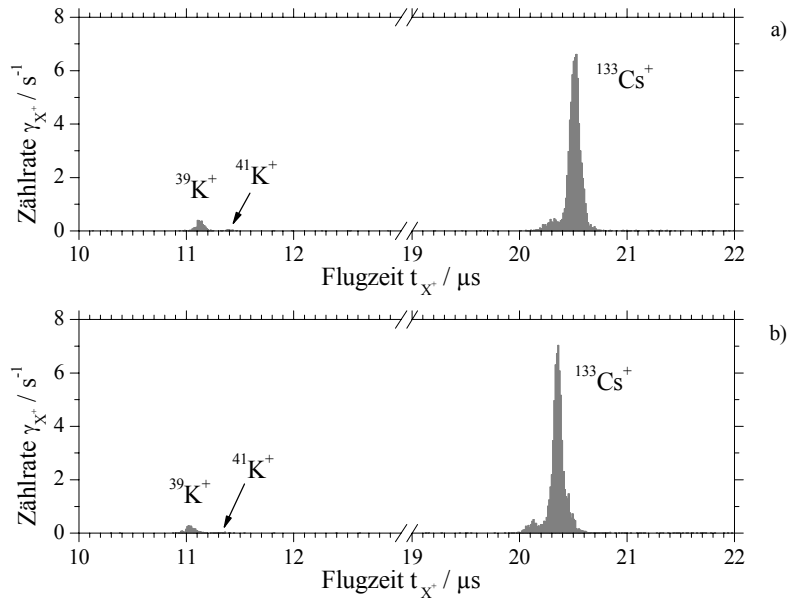
resultierende kinetische Energie der durch die Vorderflanke der gepulsten Spannung  $U_{P3}$  erzeugten Ionenpulse die Gleichung (4.38) bzw. (4.46):

$$E_{kin;V}(U_{P3}, x_B) = E_{kin} + qU_{P3} * \left( \frac{1}{2} - \frac{x_B}{d} - \frac{qU_{P3}}{32E_{kin}} * \left( \frac{a_{eff}^{stat}}{d} \right)^2 \right) \quad (4.46)$$

Wiederum wurden zur Charakterisierung der apparativen Modifikationen, zur Erzeugung kurzer Ionenpulse, Messungen mit Spannungen an P3 im Bereich von  $U_{P3}=100-300V$  vorgenommen. Die Abb. 4-80 a), b) und Abb. 4-81 a), b) zeigen hierzu Flugzeitmassenspektren des verwendeten Emitters bei einer Repellerspannung von  $U_{Rep}=1200V$  unter einer Variation der Spannungen am Ablenkplattenpaar P3-P4. Abgebildet sind Flugzeitmassenspektren der durch die Vorderflanke der gepulsten Spannung  $U_{P3}$  erzeugten ionischen Pulse aus  $^{39}K^+$ -,  $^{41}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen. In Abb. 4-80 a) für  $U_{P3}=150V$ ,  $U_{P4}=75V$ , in Abb. 4-80 b) für  $U_{P3}=200V$ ,  $U_{P4}=100V$ , in Abb. 4-81 a) für  $U_{P3}=250V$ ,  $U_{P4}=125V$  und in Abb. 4-81 b) für  $U_{P3}=300V$  und  $U_{P4}=150V$ . Wie erwartet nehmen die Flugzeiten  $t_X^+$  aller Ionenpulse mit zunehmender Spannung  $U_{P3}$  auf Grund der erhöhten kinetischen Energie der Ionen ab. Die konkreten Werte der Flugzeiten  $t_X^+$  sind in Tab. 4-20 aufgelistet.



**Abb. 4-80** Flugzeitmassenspektren bei einer Repellerspannung von  $U_{Rep}=1200V$  und unter Variation der Spannung des Ablenkplattenpaares P3-P4. Flugzeiten der durch die Vorderflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ -,  $^{41}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen für a)  $U_{P3}=150V$ ,  $U_{P4}=75V$  & b)  $U_{P3}=200V$ ,  $U_{P4}=100V$ .



**Abb. 4-81** Flugzeitmassenspektren bei einer Repellerspannung von  $U_{Rep}=1200V$  und unter Variation der Spannung des Ablenkplattenpaares P3-P4. Flugzeiten der durch die Vorderflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ -,  $^{41}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen für a)  $U_{P3}=250V$ ,  $U_{P4}=125V$  & b)  $U_{P3}=300V$ ,  $U_{P4}=150V$ .

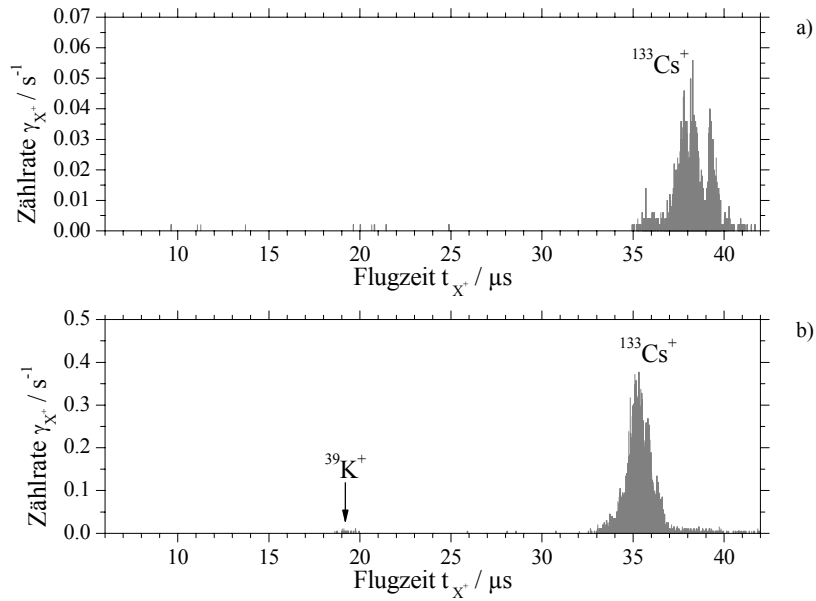
**Tab. 4-20** Flugzeiten der detektierten  $^{39}K^+$ -,  $^{41}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionenpulse der Flugzeitmassenspektren der **Abb. 4-80 a), b)** & **Abb. 4-81 a), b)** bei unterschiedlichen Spannungen  $U_{P3}$  und einer konstanten Repellerspannung  $U_{Rep}=1200V$ .

$U_{P3} / V$	$t_x^+(^{39}K^+) / \mu s$ $\Delta = \pm 12ns$	$t_x^+(^{41}K^+) / \mu s$ $\Delta = \pm 12ns$	$t_x^+(^{133}Cs^+) / \mu s$ $\Delta = \pm 12ns$
150	11.300	11.601	20.867
200	11.227	11.505	20.698
250	11.107	11.396	20.529
300	11.022	11.360	20.360

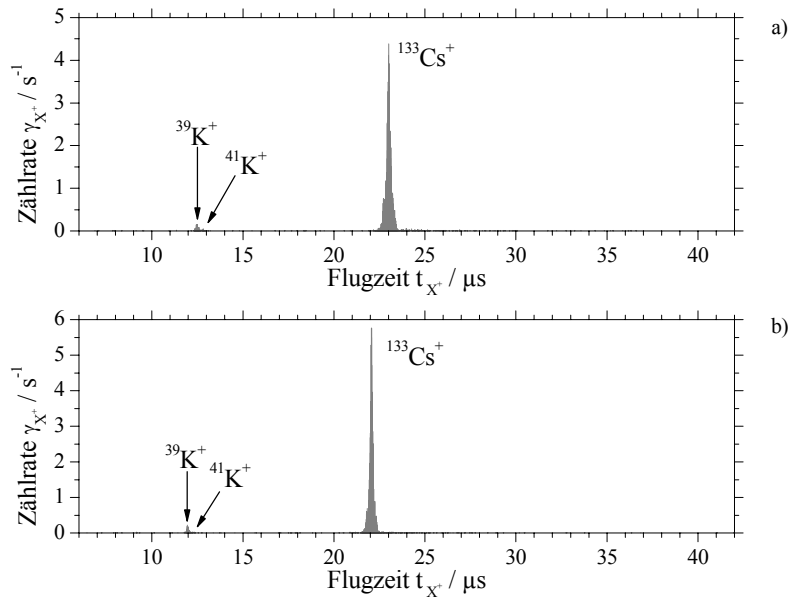
Wie zuvor für den Ionenemitter aus dem Emitttermaterial  $K[AlSi_2O_6]:Mo$  (1:4) wurden für den  $^{133}Cs^+$ -Ionenemitter des Materials  $Cs[AlSi_2O_6]:Mo$  (1:1) Flugzeitmassenspektren mit Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=250V$  (gepulst) und  $U_{P4}=125V$  (konstant) und variiert Repellerspannung von  $U_{Rep}=200V$ – $2400V$  untersucht. Auch in diesem Fall wird so die kinetische Energie der aus dem

Emittermaterial austretenden Ionen im Bereich von  $E_{kin}=200\text{eV}-2400\text{eV}$  variiert. Von Interesse ist das Verhalten der Flugzeiten der durch die Vorderflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}\text{K}^+$ -,  $^{41}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen. Die Abb. 4-82 a) und Abb. 4-82 b) zeigen hierzu jeweils ein Flugzeitmassenspektrum für eine Repellerspannung von  $U_{Rep}=250\text{V}$  sowie  $U_{Rep}=300\text{V}$ . Bei der größeren Repellerspannung  $U_{rep}=300\text{V}$  wird erwartungsgemäß eine kürzere Flugzeit  $t_X^+$  für den detektierten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionenpuls registriert. Erneut findet sich hier, in den in Abb. 4-82 a) und Abb. 4-82 b) dargestellten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionenpulsen, eine Abweichung von einer idealen Pulsform (z. Bsp. Gaußprofil). Dieses Verhalten wird für den  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionenemitter ( $\text{Cs}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$  (1:1)) generell in einem Bereich von Repellerspannungen  $U_{Rep}\leq 600\text{V}$  beobachtet. Wiederum sind die beobachteten Pulsformen von der Spannung  $U_{P3}$  an P3 abhängig und reproduzierbar. Verantwortlich für die beobachteten Pulsformen ist, wie im vorangegangenen Unterkapitel bereits gezeigt wurde, der nicht vollständig linear verlaufende Spannungsanstieg von  $U_{P3}$  der durch den Transistorschalter, HTS 31-GSM, erzeugten Vorderflanke an der Ablenkplatte P3 (Abb. 8-80 im Anhang Kapitel 8.6). Oberhalb von einer Repellerspannung  $U_{Rep}=600\text{V}$ , d. h. für kinetische Energien der Ionen von  $E_{kin}>600\text{eV}$ , kann der Einfluss des nichtlinearen Flankenanstieges der Spannung  $U_{P3}$  vernachlässigt werden. Dies belegen die Flugzeitspektren der Abb. 4-83 a), b) mit einer Repellerspannung von a)  $U_{Rep}=900\text{V}$ , b)  $U_{Rep}=1000\text{V}$  und Abb. 4-84 a), b) mit einer Repellerspannung von a)  $U_{Rep}=2000\text{V}$ , b)  $U_{Rep}=2200\text{V}$ . Wie erwartet werden wiederum für größere Werte von  $U_{Rep}$  kürzere Flugzeiten der  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionenpulse registriert. Die konkreten Werte der Flugzeiten  $t_X^+$  der  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionenpulse aus den Flugzeitspektren der Abb. 4-82 a), b), Abb. 4-83 a), b) und Abb. 4-84 a), b) sind in Tab. 4-21 aufgelistet. In den Flugzeitmassenspektren wird im Weiteren für zunehmende Werte der Repellerspannung eine kleiner werdende Pulsbreite der  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionenpulse beobachtet. Die in diesem Zusammenhang untersuchten und registrierten Flugzeitmassenspektren mit variierten Repellerspannungen des Bereiches  $U_{Rep}=250\text{V}-2400\text{V}$  sind in Kapitel 8.6 des Anhanges dargestellt (Abb. 8-101 bis Abb. 8-110).

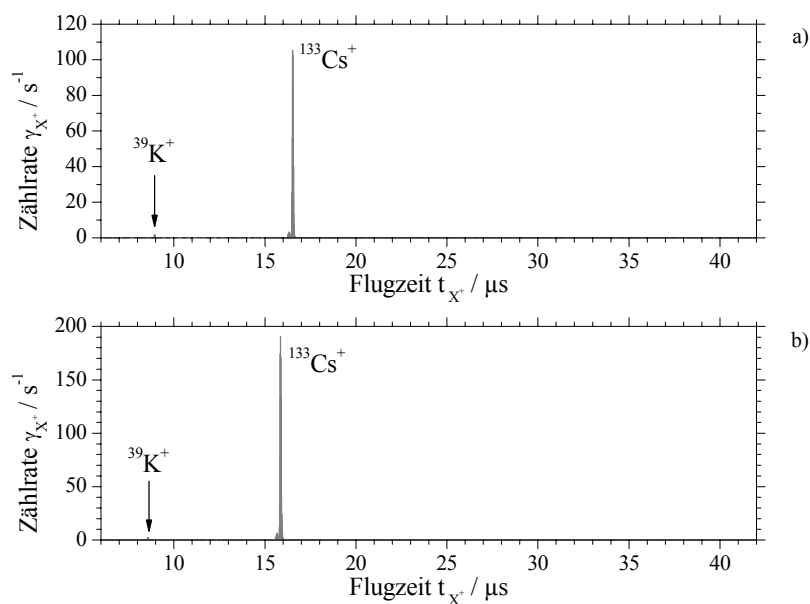




**Abb. 4-82** Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=250V$ ,  $U_{P4}=125V$  und unter Variation der Repellerspannung  $U_{Rep}$  respektive der kinetischen Energie der aus der Quelle emittierten Ionen. Flugzeiten der durch die Vorderflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen für a)  $U_{Rep}=250V$  & b)  $U_{Rep}=300V$ .



**Abb. 4-83** Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=250V$ ,  $U_{P4}=125V$  und unter Variation der Repellerspannung  $U_{Rep}$  respektive der kinetischen Energie der aus der Quelle emittierten Ionen. Flugzeiten der durch die Vorderflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ -,  $^{41}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen für a)  $U_{Rep}=900V$  & b)  $U_{Rep}=1000V$ .

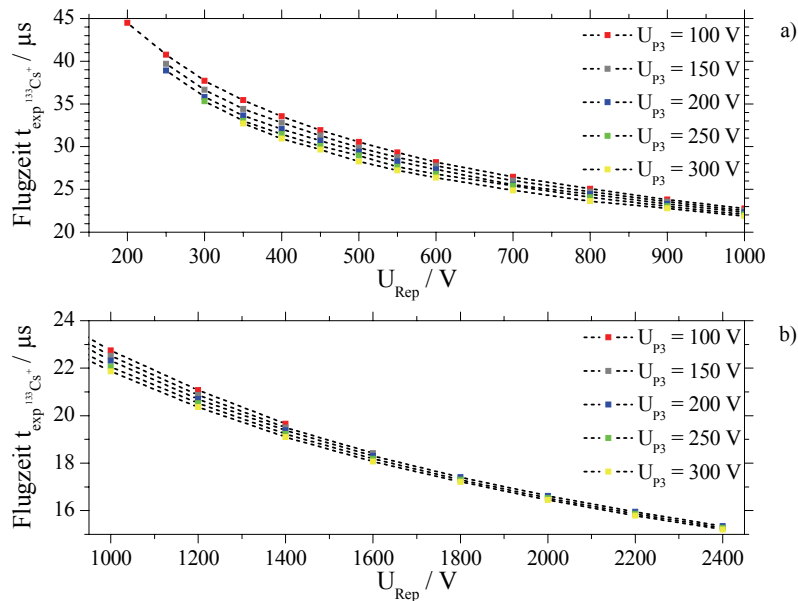


**Abb. 4-84** Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=250V$ ,  $U_{P4}=125V$  und unter Variation der Repellerspannung  $U_{Rep}$  respektive der kinetischen Energie der aus der Quelle emittierten Ionen. Flugzeiten der durch die Vorderflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen für a)  $U_{Rep}=2000V$  & b)  $U_{Rep}=2200V$ .

**Tab. 4-21** Flugzeiten  $t_X^+$  der detektierten  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionenpulse der Flugzeitmassenspektren der **Abb. 4-82 a), b), Abb. 4-83 a), b) & Abb. 4-84 a), b)** für variierte Repellerspannung  $U_{Rep}$  und einer Spannung am Ablenkplattenpaar P3-P4 von  $U_{P3}=250V$  (gepulst) und  $U_{P4}=125V$  (konstant).

$U_{Rep} / V$	$t_X^+ (^{39}K^+) / \mu s$ $\Delta = \pm 12ns$	$t_X^+ (^{133}Cs^+) / \mu s$ $\Delta = \pm 12ns$
250	-	37.769
300	19.117	35.103
900	12.434	23.014
1000	11.951	22.061
2000	8.935	16.524
2200	8.573	15.860

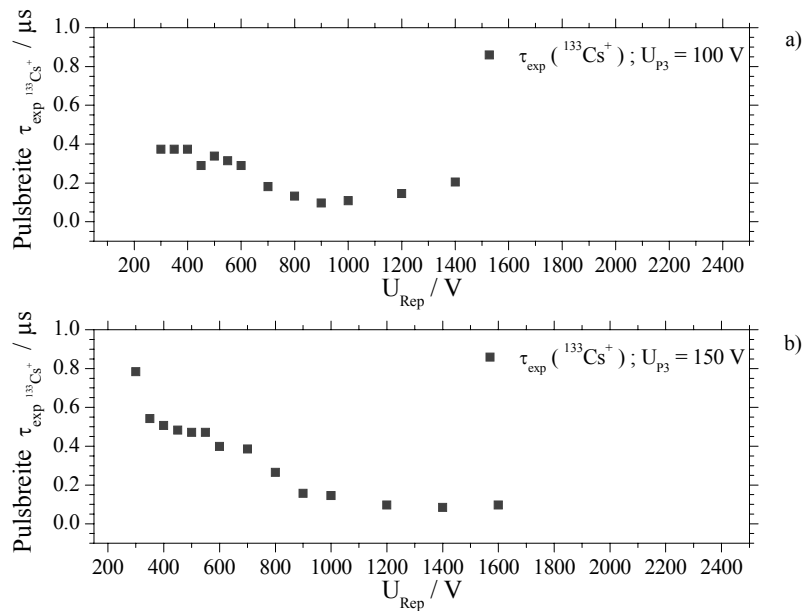
Die nachfolgende Abb. 4-85 a), b) gibt die Ergebnisse der, hinsichtlich der Flugzeiten  $t_X^+$  der durch die Vorderflanke des HTS 31-GSM erzeugten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionenpulse, analysierten Flugzeitmassenspektren des  $\text{Cs}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$  (1:1) Emitters zusammenfassend wieder. Die Abb. 4-85 a) zeigt den untersuchten Bereich der Repellerspannungen von  $U_{\text{Rep}}=200\text{V}-1000\text{V}$  in Abhängigkeit von den Spannungen am Plattenpaar P3-P4 von  $U_{P3}=100\text{V}, 150\text{V}, 200\text{V}, 250\text{V}$  und  $300\text{V}$  (gepulst) sowie  $U_{P4}=50\text{V}, 75\text{V}, 100\text{V}, 125\text{V}$  und  $150\text{V}$  und Abb. 4-85 b) zeigt den untersuchten Bereich der Repellerspannungen von  $U_{\text{Rep}}=950\text{V}-2400\text{V}$  in Abhängigkeit von den Spannungen am Plattenpaar P3-P4 von  $U_{P3}=100\text{V}, 150\text{V}, 200\text{V}, 250\text{V}$  und  $300\text{V}$  (gepulst) sowie  $U_{P4}=50\text{V}, 75\text{V}, 100\text{V}, 125\text{V}$  und  $150\text{V}$ . Für zunehmende Werte von  $U_{P3}$  zeigen die Flugzeiten  $t_X^+$  in Abb. 4-85 a), b) abnehmende Werte. Dieses resultiert aus der erhöhten kinetischen Energie  $E_{\text{kin},V}$  für die durch die Vorderflanke von  $U_{P3}$  erzeugten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionenpulse gemäß der Gleichung (4.46).



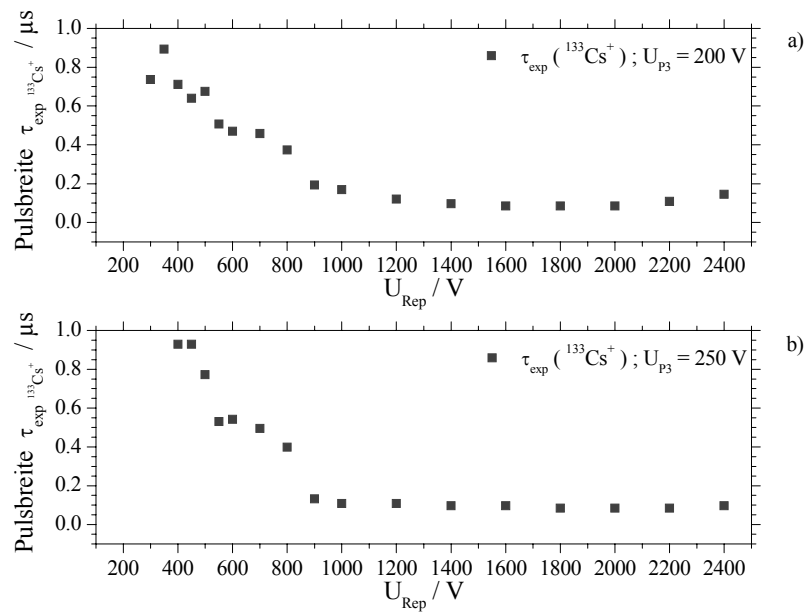
**Abb. 4-85** Flugzeiten der durch die Vorderflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen für variierte Repellerspannungen  $U_{\text{Rep}}$  und variierte Spannungen  $U_{P3}$ ,  $U_{P4}$  des Ablenkplattenpaares P3-P4. a)  $U_{\text{Rep}}=200\text{V}-1000\text{V}$ ,  $U_{P3}=100\text{V}-300\text{V}$ ,  $U_{P4}=50\text{V}-150\text{V}$  & b)  $U_{\text{Rep}}=950\text{V}-2400\text{V}$ ,  $U_{P3}=100\text{V}-300\text{V}$ ,  $U_{P4}=50\text{V}-150\text{V}$ .

In den Abb. 4-86 a), b), Abb. 4-87 a), b) und Abb. 4-88 a), b) sind die aus den Flugzeitmassenspektren bestimmten Pulsbreiten  $\tau_{\text{exp}}(^{133}\text{Cs}^+)_V$  der durch die Vorderflanke der gepulsten Spannung  $U_{P3}$  erzeugten Ionenpulse aus  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen dargestellt. Die Pulsbreiten  $\tau_{\text{exp}}(^{133}\text{Cs}^+)_V$  wurden erneut für unterschiedliche Spannungen  $U_{P3}$  gegenüber dem gesamten untersuchten Spannungsbereich der Repellerspannungen aufgetragen. So zeigt die Abb. 4-86 a) die Pulsbreiten für eine Spannung von  $U_{P3}=100\text{V}$ , Abb. 4-86 b)

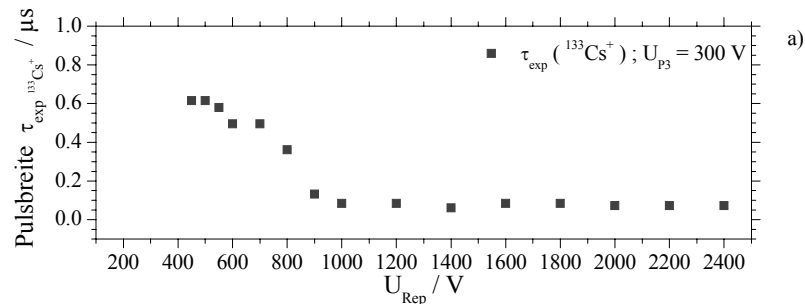
für  $U_{P3}=150V$ , Abb. 4-87 a) für  $U_{P3}=200V$ , Abb. 4-87 b) für  $U_{P3}=250V$  und die Abb. 4-88 a) für eine Spannung  $U_{P3}=300V$ . Wie zuvor für den  $^{39}K^+$ -Ionenemitter kann der untersuchte Spannungsbereich der Repellerspannung  $U_{Rep}$  in zwei unterschiedliche Bereiche unterteilt werden. Wiederum werden bei niedrigen Repellerspannungen  $U_{Rep}$  die Pulsbreiten  $\tau_{exp}(^{133}Cs^+)_V$  von der Dispersion dominiert, für größere Werte von  $U_{Rep}$  werden die Pulsbreiten  $\tau_{exp}(^{133}Cs^+)_V$  durch die Schreibgeschwindigkeit des Ionenstrahls  $v_{Strahl}$  bestimmt. In Abb. 4-86 a), bei einer Spannung  $U_{P3}=100V$ , ist die Pulsbreite  $\tau_{exp}(^{133}Cs^+)_V$  für  $U_{Rep} < 900V$  durch die Dispersion des erzeugten Pulses nach Gleichung (4.44) bestimmt. Die beobachteten Pulsbreiten können mit  $\tau_{exp}(^{133}Cs^+)_V \approx 100ns-375ns$  angegeben werden. Für  $U_{Rep} \geq 900V$  zeigt sich ein Verhalten der Pulsbreiten  $\tau_{exp}(^{133}Cs^+)_V$  welches durch Gleichung (4.42) und damit durch die Schreibgeschwindigkeit  $v_{Strahl}$  des Ionenstrahls bestimmt wird. Die in diesem Bereich der Repellerspannungen beobachteten Pulsbreiten können mit  $\tau_{exp}(^{133}Cs^+)_V \approx 97ns-205ns$  angegeben werden. Für  $U_{Rep} \geq 900V$  wird hierbei mit zunehmendem Wert von  $U_{Rep}$  ein Anstieg in den Werten der Pulsbreiten  $\tau_{exp}(^{133}Cs^+)_V$  festgestellt. Mit Zunahme der Werte von  $U_{P3}$  (Abb. 4-86 b) - Abb. 4-88 a)) wird der Bereich in welchem die Pulsbreite durch die Dispersion bestimmt wird zu einem Spannungswert von  $U_{Rep} \approx 1000V$  hin verschoben. In dem durch die Schreibgeschwindigkeit bestimmten Bereich von  $U_{Rep} > 1000V$  werden Pulsbreiten im Bereich von  $\tau_{exp}(^{133}Cs^+)_V \approx 60ns-100ns$  beobachtet.



**Abb. 4-86** Pulsbreiten  $\tau_{exp}$  der durch die Vorderflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{133}Cs^+$ -Ionen für variierte Repellerspannungen  $U_{Rep}=200V-2400V$  und Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von a)  $U_{P3}=100V$ ,  $U_{P4}=50V$  & b)  $U_{P3}=150V$ ,  $U_{P4}=75V$ .



**Abb. 4-87** Pulsbreiten  $\tau_{\text{exp}}$  der durch die Vorderflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen für variierte Repellerspannungen  $U_{\text{Rep}}=200\text{V}$ - $2400\text{V}$  und Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von a)  $U_{P3}=200\text{V}$ ,  $U_{P4}=100\text{V}$  & b)  $U_{P3}=250\text{V}$ ,  $U_{P4}=125\text{V}$ .



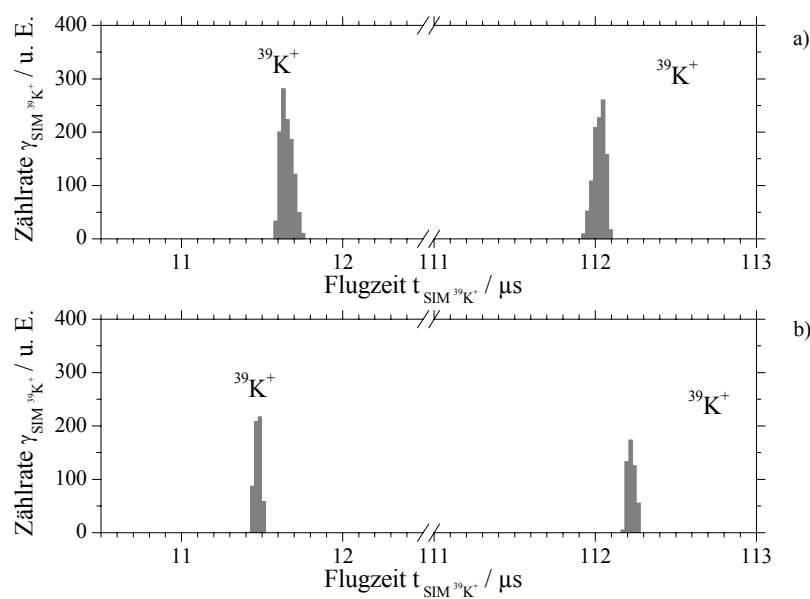
**Abb. 4-88** Pulsbreiten  $\tau_{\text{exp}}$  der durch die Vorderflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen für variierte Repellerspannungen  $U_{\text{Rep}}=200\text{V}$ - $2400\text{V}$  und Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von a)  $U_{P3}=300\text{V}$ ,  $U_{P4}=150\text{V}$ .

### SIMION Simulationen zur Erzeugung kurzer $^{39}\text{K}^+$ -Ionenpulse; Analyse der simulierten Flugzeitmassenspektren und Pulsbreiten<sup>32</sup>

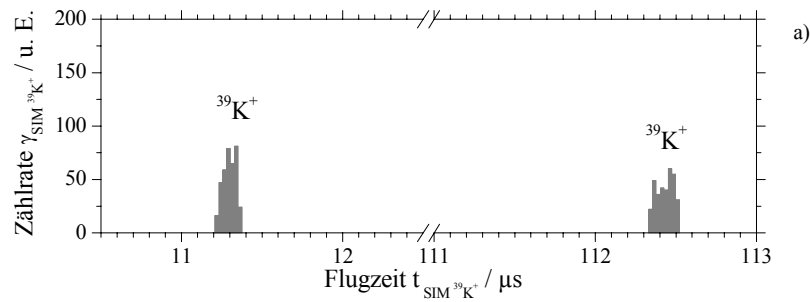
Im anschließenden Unterkapitel werden mit SIMION simulierte Flugzeitmassenspektren von  $^{39}\text{K}^+$ -Ionenpulsen, respektive deren Flugzeiten und Pulsbreiten, vorgestellt und mit den experimentellen Ergebnissen des vorherigen Unterkapitels (S.202) verglichen. Hierzu wurden, wie in Kapitel 3.3 ausführlich beschrieben und erläutert, mit

<sup>32</sup> SIMION Simulationen zur Erzeugung kurzer Pulse aus  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen finden sich im Anhang Kapitel 8.6 (S.402ff.).

der Simulationssoftware SIMION 7.0 die ionenoptischen Elemente des modifizierten apparativen Aufbaus, die Potentialverläufe respektive die elektrischen Felder und zugehörigen Ionentrajektorien simuliert und die so erhaltenen Daten analysiert und dargestellt. Im Vergleich zu den experimentellen Ergebnissen der Abb. 4-59 a), b) bis Abb. 4-62 a), b) zeigen die Abb. 4-89 a), b) und Abb. 4-90 a) Flugzeitmassenspektren simulierter  $^{39}\text{K}^+$ -Ionenpulse für eine Repellerspannung von  $U_{\text{Rep}}=1200\text{V}$  unter Variation der Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4. Dargestellt sind die Flugzeiten  $t_{\text{SIM}}(^{39}\text{K}^+)$  der an P3-P4, durch die simulierte Vorder- und Rückflanke der an P3 gepulsten Spannung  $U_{P3}$  und an P4 konstanten Spannung  $U_{P4}$ , erzeugten Pulse aus  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen. Abb. 4-89 a) zeigt die Flugzeiten für  $U_{P3}=100\text{V}$  und  $U_{P4}=50\text{V}$ , Abb. 4-89 b) für  $U_{P3}=200\text{V}$  und  $U_{P4}=100\text{V}$  und Abb. 4-90 a) für  $U_{P3}=300\text{V}$  und  $U_{P4}=150\text{V}$ . Für die durch die Vorderflanke von  $U_{P3}$  erzeugten  $^{39}\text{K}^+$ -Ionenpulse werden, in Übereinstimmung mit Gleichung (4.38), für zunehmende Werte von  $U_{P3}$  kleinere Flugzeiten  $t_{\text{SIM}}(^{39}\text{K}^+)_V$  erhalten. Für die Flugzeiten  $t_{\text{SIM}}(^{39}\text{K}^+)_R$  der durch die Rückflanke von  $U_{P3}$  erzeugten  $^{39}\text{K}^+$ -Ionenpulse erhält man, in Übereinstimmung mit der Gleichung (4.39), für zunehmende Werte von  $U_{P3}$  größere Werte der Flugzeiten  $t_{\text{SIM}}(^{39}\text{K}^+)_R$ . Die expliziten Werte von  $t_{\text{SIM}}(^{39}\text{K}^+)_V$  und  $t_{\text{SIM}}(^{39}\text{K}^+)_R$ , welche aus den Simulationen hervorgehen, sind in Tab. 4-22 aufgelistet.



**Abb. 4-89** Mittels SIMION simulierte Flugzeitmassenspektren von  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen für eine Repellerspannung von  $U_{\text{Rep}}=1200\text{V}$  und unter Variation der Spannung des Ablenkplattenpaares P3-P4. Flugzeiten der, durch die an P3-P4 simulierte Vorder- und Rückflanke, erzeugten Pulse aus  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen für a)  $U_{P3}=100\text{V}$ ,  $U_{P4}=50\text{V}$  & b)  $U_{P3}=200\text{V}$ ,  $U_{P4}=100\text{V}$ .

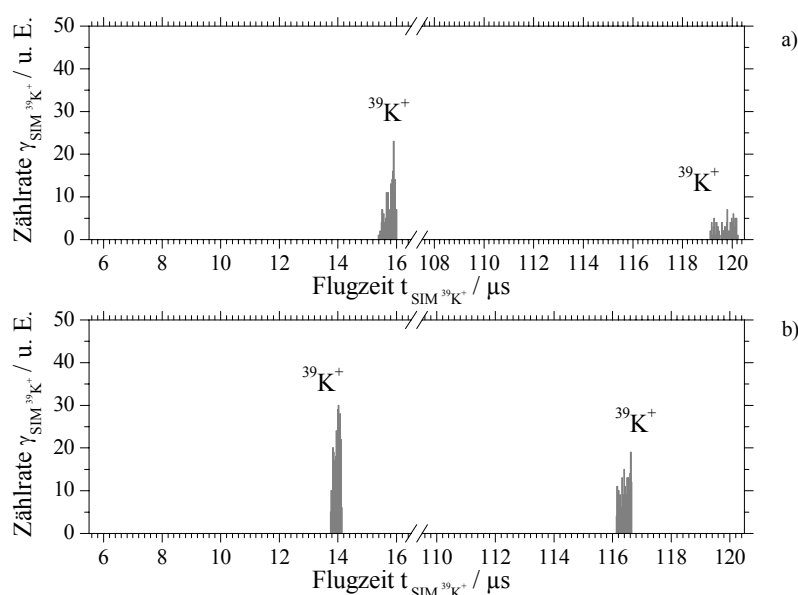


**Abb. 4-90** Mittels SIMION simulierte Flugzeitmassenspektren von  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen für eine Repellerspannung von  $U_{\text{Rep}}=1200\text{V}$  und unter Variation der Spannung des Ablenkplattenpaares P3-P4. Flugzeiten der, durch die an P3-P4 simulierte Vorder- und Rückflanke, erzeugten Pulse aus  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen für a)  $U_{P3}=300\text{V}$ ,  $U_{P4}=150\text{V}$ .

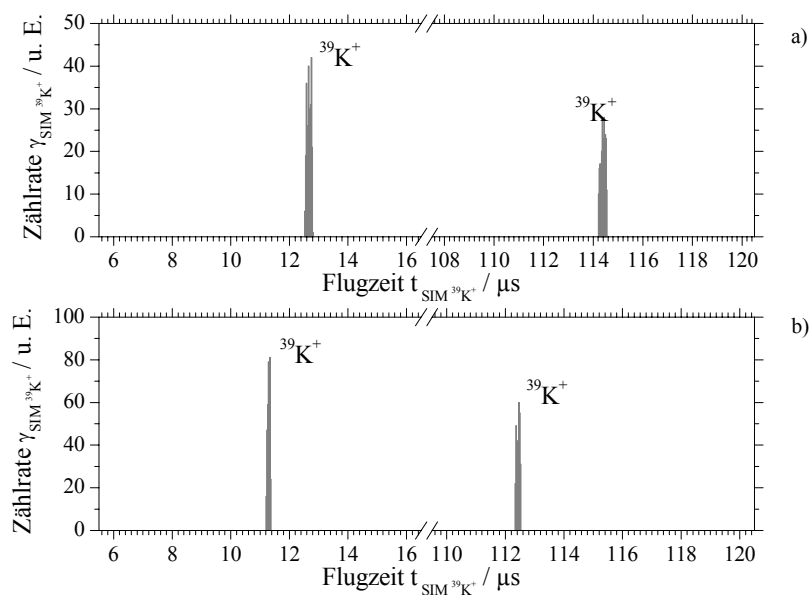
**Tab. 4-22** Flugzeiten  $t_{\text{SIM}}(^{39}\text{K}^+)_{\text{V}}$  und  $t_{\text{SIM}}(^{39}\text{K}^+)_{\text{R}}$  der simulierten  $^{39}\text{K}^+$ -Ionenpulse der Flugzeitmassenspektren der **Abb. 4-89 a), b)** & **Abb. 4-90 a)** bei unterschiedlichen Spannungen  $U_{P3}$  und einer konstanten Repellerspannung  $U_{\text{Rep}}=1200\text{V}$ .

$U_{P3} / \text{V}$	$t_{\text{SIM}}(^{39}\text{K}^+)_{\text{V}} / \mu\text{s}$	$t_{\text{SIM}}(^{39}\text{K}^+)_{\text{R}} / \mu\text{s}$
100	11.658	112.024
200	11.475	112.219
300	11.292	112.427

Wie bereits im Unterkapitel auf S.202, in welchem die Pulsgenerierung unter Verwendung des Emitttermaterials  $\text{K}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$  (1:4) charakterisiert wurde, wurden in den nachfolgenden Simulationen Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=300\text{V}$  (gepulst) und  $U_{P4}=150\text{V}$  (konstant) und variierten Werten der Repellerspannung  $U_{\text{Rep}}$  untersucht. Die **Abb. 4-91 a), b)** bis **Abb. 4-94 a)** zeigen Flugzeitspektren von, durch die simulierte Vorder- und Rückflanke der Spannung  $U_{P3}$ , generierten  $^{39}\text{K}^+$ -Ionenpulsen für Repellerspannungen von  $U_{\text{Rep}}=500\text{V}$ ,  $700\text{V}$ ,  $900\text{V}$ ,  $1200\text{V}$ ,  $1600\text{V}$ ,  $2000\text{V}$  und  $2400\text{V}$ . Erwartungsgemäß werden für die Flugzeiten  $t_{\text{SIM}}(^{39}\text{K}^+)_{\text{V}}$  und  $t_{\text{SIM}}(^{39}\text{K}^+)_{\text{R}}$  mit zunehmenden Werten von  $U_{\text{Rep}}$  kleinere Werte erhalten. Die Pulsbreiten  $\tau_{\text{SIM}}(^{39}\text{K}^+)_{\text{V}}$  und  $\tau_{\text{SIM}}(^{39}\text{K}^+)_{\text{R}}$  der simulierten  $^{39}\text{K}^+$ -Ionenpulse nehmen, in Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen, mit zunehmenden Werten von  $U_{\text{Rep}}$  ab. Die aus den Simulationen erhaltenen Flugzeiten  $t_{\text{SIM}}(^{39}\text{K}^+)_{\text{V}}$  und  $t_{\text{SIM}}(^{39}\text{K}^+)_{\text{R}}$  der  $^{39}\text{K}^+$ -Ionenpulse wurden erneut tabelliert und sind in **Tab. 4-23** zu finden.

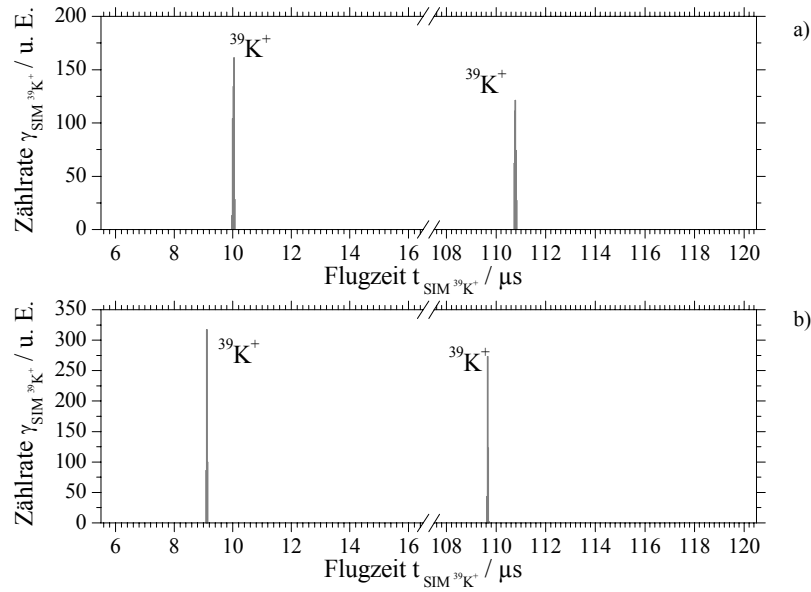


**Abb. 4-91** Mittels SIMION simulierte Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=300V$ ,  $U_{P4}=150V$  und unter Variation der Repellerspannung  $U_{Rep}$  respektive der kinetischen Energie der simulierten  $^{39}K^+$ -Ionen. Flugzeiten der durch die Vorder- und Rückflanke erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ -Ionen für a)  $U_{Rep}=500V$  & b)  $U_{Rep}=700V$ .

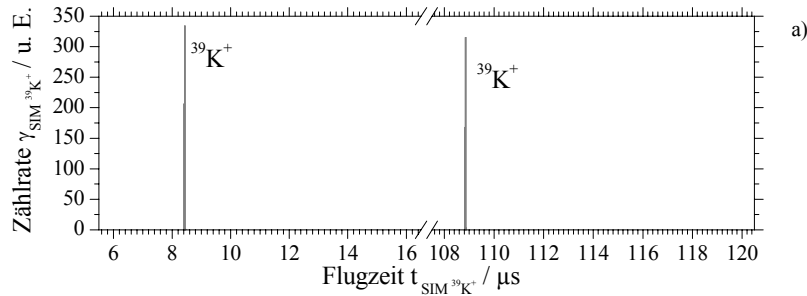


**Abb. 4-92** Mittels SIMION simulierte Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=300V$ ,  $U_{P4}=150V$  und unter Variation der Repellerspannung  $U_{Rep}$  respektive der kinetischen Energie der simulierten  $^{39}K^+$ -Ionen. Flugzeiten der durch die Vorder- und Rückflanke erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ -Ionen für a)  $U_{Rep}=900V$  & b)  $U_{Rep}=1200V$ .





**Abb. 4-93** Mittels SIMION simulierte Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=300\text{V}$ ,  $U_{P4}=150\text{V}$  und unter Variation der Repellerspannung  $U_{\text{Rep}}$  respektive der kinetischen Energie der simulierten  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen. Flugzeiten der durch die Vorder- und Rückflanke erzeugten Pulse aus  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen für a)  $U_{\text{Rep}}=1600\text{V}$  & b)  $U_{\text{Rep}}=2000\text{V}$ .

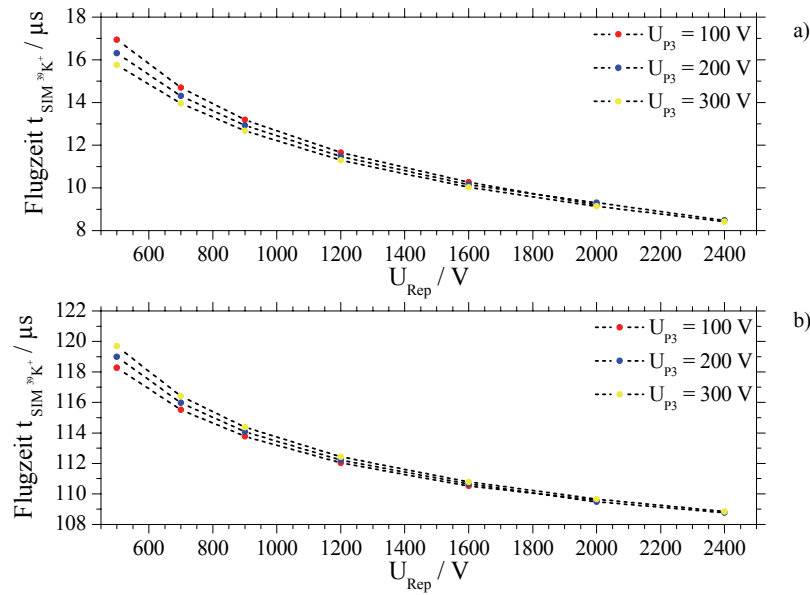


**Abb. 4-94** Mittels SIMION simulierte Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=300\text{V}$ ,  $U_{P4}=150\text{V}$  und unter Variation der Repellerspannung  $U_{\text{Rep}}$  respektive der kinetischen Energie der simulierten  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen. Flugzeiten der durch die Vorder- und Rückflanke erzeugten Pulse aus  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen für a)  $U_{\text{Rep}}=2400\text{V}$ .

**Tab. 4-23** Flugzeiten  $t_{SIM}(^{39}\text{K}^+)_V$  und  $t_{SIM}(^{39}\text{K}^+)_R$  der simulierten  $^{39}\text{K}^+$ -Ionenpulse der Flugzeitmassenspektren der Abb. 4-91 a), b) bis Abb. 4-94 a) für variierte Repellerspannung  $U_{Rep}$  und bei Spannungen am Ablenkplattenpaar P3-P4 von  $U_{P3}=300V$  (gepulst) und  $U_{P4}=150V$  (konstant).

$U_{Rep} / V$	$t_{SIM}(^{39}\text{K}^+)_V / \mu s$	$t_{SIM}(^{39}\text{K}^+)_R / \mu s$
500	15.759	119.812
700	13.965	116.402
900	12.671	114.380
1200	11.292	112.427
1600	10.022	110.779
2000	9.143	109.656
2400	8.423	108.838

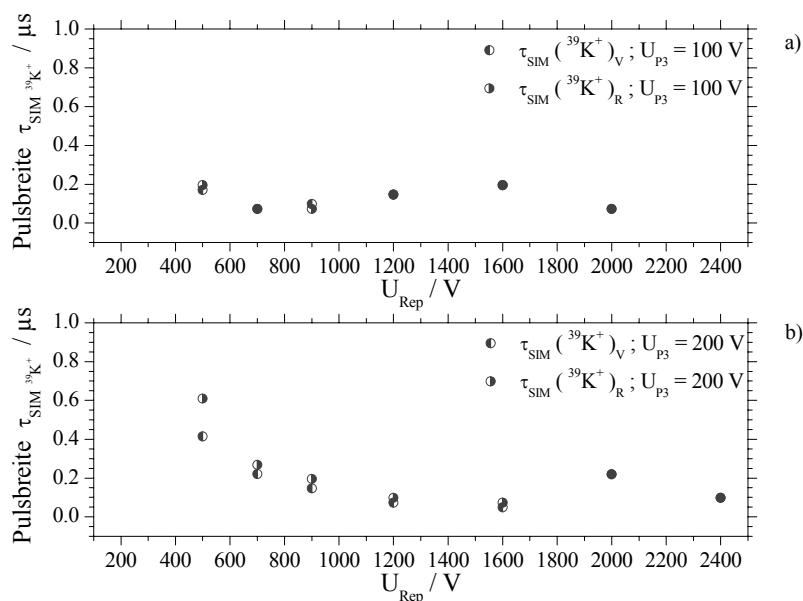
In der Abb. 4-95 a), b) wurden die Simulationsergebnisse der erhaltenen Flugzeiten  $t_{SIM}(^{39}\text{K}^+)_V$  und  $t_{SIM}(^{39}\text{K}^+)_R$  der  $^{39}\text{K}^+$ -Ionenpulse für variierte Spannungen von  $U_{P3}=100V$ ,  $200V$  und  $300V$  in Abhängigkeit von der simulierten Repellerspannung  $U_{Rep}$  aufgetragen. Abb. 4-95 a) zeigt die Flugzeiten  $t_{SIM}(^{39}\text{K}^+)_V$  der durch die Vorderflanke von  $U_{P3}$  erzeugten  $^{39}\text{K}^+$ -Ionenpulse und Abb. 4-95 b) die Flugzeiten  $t_{SIM}(^{39}\text{K}^+)_R$  der durch die Rückflanke von  $U_{P3}$  erzeugten  $^{39}\text{K}^+$ -Ionenpulse. In guter Übereinstimmung zu den experimentellen Ergebnissen der Abb. 4-69 zeigt Abb. 4-95 a) kleinere Werte von  $t_{SIM}(^{39}\text{K}^+)_V$  für zunehmende Werte von  $U_{P3}$ . Ebenso zeigt Abb. 4-95 b), in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen der Abb. 4-70, größere Werte von  $t_{SIM}(^{39}\text{K}^+)_R$  für zunehmende Werte von  $U_{P3}$ .



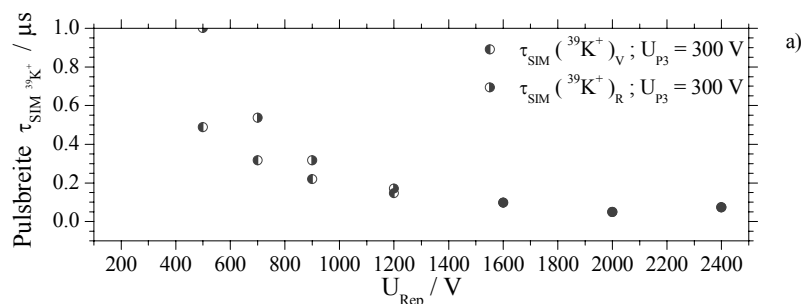
**Abb. 4-95** Aus den SIMION Simulationen hervorgehende Flugzeiten der Pulse aus  $^{39}K^+$ -Ionen für variierte Repellerspannungen  $U_{Rep}$  und variierte Spannungen  $U_{P3}$ ,  $U_{P4}$  des Ablenkplattenpaares P3-P4. a) Flugzeiten der aus der Vorderflanke erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ -Ionen für  $U_{Rep}=400V-2400V$ ,  $U_{P3}=100V-300V$ ,  $U_{P4}=50V-150V$  & b) Flugzeiten der aus der Rückflanke erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ -Ionen für  $U_{Rep}=400V-2400V$ ,  $U_{P3}=100V-300V$ ,  $U_{P4}=50V-150V$ .

Die nachfolgende Analyse der Pulsbreiten  $\tau_{SIM}({}^{39}K^+)_V$  und  $\tau_{SIM}({}^{39}K^+)_R$  der simulierten  $^{39}K^+$ -Ionenpulse zeigt, dass die Pulsbreiten in Abhängigkeit von der Repellerspannung  $U_{Rep}$  in zwei Bereiche untergliedert werden können. Wie im Falle der experimentell bestimmten Pulsbreiten  $\tau_{exp}({}^{39}K^+)_V$  und  $\tau_{exp}({}^{39}K^+)_R$  findet man für niedrige Werte der Repellerspannung  $U_{Rep}$  dass die Pulsbreiten der simulierten Pulse durch deren Dispersion nach den Gleichungen (4.44) und (4.45) beschrieben werden können. Für größere Werte der Repellerspannung  $U_{Rep}$  wird hingegen wiederum die Schreibgeschwindigkeit  $v_{Strahl}$  nach Gleichung (4.42) entscheidend für die Pulsbreiten  $\tau_{SIM}({}^{39}K^+)_V$  und  $\tau_{SIM}({}^{39}K^+)_R$ . Im Bereich in welchem die Pulsbreiten  $\tau_{SIM}({}^{39}K^+)_V$  und  $\tau_{SIM}({}^{39}K^+)_R$  von der Dispersion der generierten  $^{39}K^+$ -Ionenpulse bestimmt werden zeigen die Simulationen in Abb. 4-96 a), b) und Abb. 4-97 a), in Übereinstimmung mit Gleichung (4.44) und (4.45), dass  $\tau_{SIM}({}^{39}K^+)_V < \tau_{SIM}({}^{39}K^+)_R$  gilt. Im Weiteren zeigen die Simulationen der Abb. 4-96 a), b) und Abb. 4-97 a) das für zunehmende Werte der Spannung  $U_{P3}$  der Bereich in welchem die Dispersion die Pulsbreiten  $\tau_{SIM}({}^{39}K^+)_V$  und  $\tau_{SIM}({}^{39}K^+)_R$  dominiert zu höheren Werten von  $U_{Rep}$  verschoben wird. So zeigt Abb. 4-96 a) bei einer Spannung von  $U_{P3}=100V$  das der Übergang zwischen den beiden Bereichen bei einer Repellerspannung von  $U_{Rep} \approx 700V$  stattfindet. Bei einer Spannung  $U_{P3}=200V$  zeigen

die Simulationen in Abb. 4-96 b) den Übergang bei einer Repellerspannung von  $U_{Rep} \approx 1200V$  und für  $U_{P3}=300V$  in Abb. 4-97 a) den Übergang bei  $U_{Rep} \approx 1600V$ .



**Abb. 4-96** Aus den SIMION Simulationen hervorgehende Pulsbreiten  $\tau_{SIM}$ , für Vorder- und Rückflanke, der Pulse aus  $^{39}K^+$ -Ionen für variierte Repellerspannungen  $U_{Rep}=400V-2400V$  und Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von a)  $U_{P3}=100V$ ,  $U_{P4}=50V$  & b)  $U_{P3}=200V$ ,  $U_{P4}=100V$ .



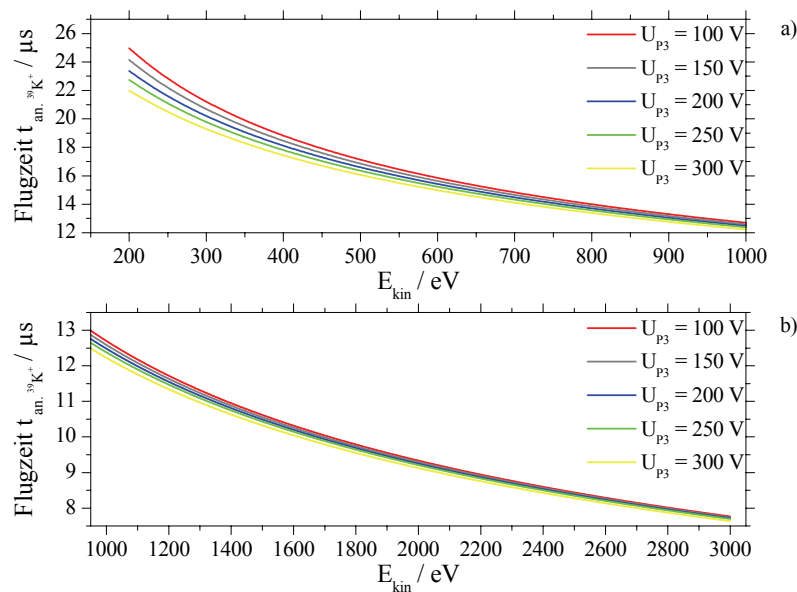
**Abb. 4-97** Aus den SIMION Simulationen hervorgehende Pulsbreiten  $\tau_{SIM}$ , für Vorder- und Rückflanke, der Pulse aus  $^{39}K^+$ -Ionen für variierte Repellerspannungen  $U_{Rep}=400V-2400V$  und Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von a)  $U_{P3}=300V$ ,  $U_{P4}=100V$ .

### Analytische Berechnungen: Flugzeiten & Pulsbreiten kurzer $^{39}K^+$ -Ionenpulse<sup>33</sup>

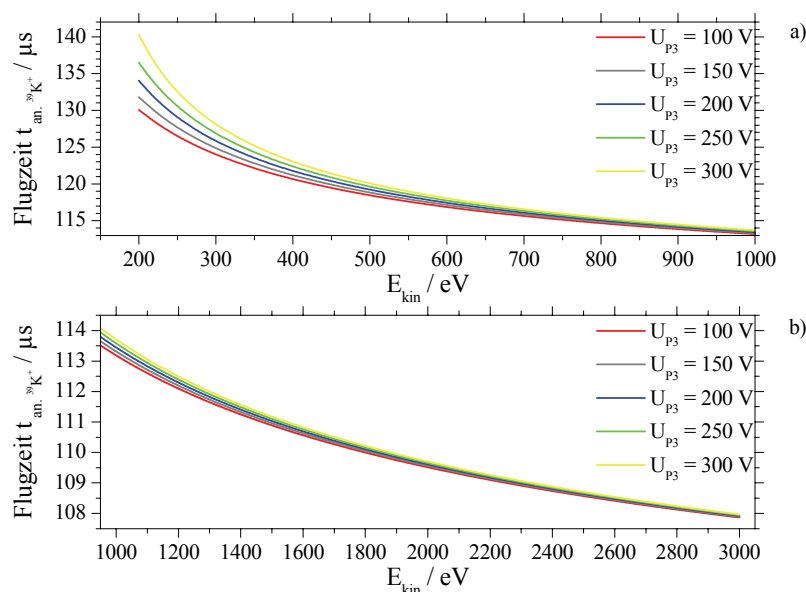
Unter Vernachlässigung von Feldinhomogenitäten und Randfeldern der ionenoptischen Elemente können für  $^{39}K^+$ -Ionen, welche sich auf der zentralen ionenoptischen Achse befinden, die Bewegungsgleichungen in Strahlrichtung analytisch

<sup>33</sup> Analytische Berechnungen zu Flugzeiten und Pulsbreiten kurzer  $^{133}Cs^+$ -Ionenpulse finden sich im Anhang in Kapitel 8.6 (S.409ff.).

gelöst werden. Für eine Energie der  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen gemäß den Gleichungen (4.38) oder (4.39), welche der Energie eines durch die Vorder- bzw. Rückflanke von  $U_{P3}$  generierten Ionenpulses aus  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen entspricht, können die Flugzeiten  $t_{an}(^{39}\text{K}^+)_V$  und  $t_{an}(^{39}\text{K}^+)_R$  für die Flugstrecke zwischen dem Entstehungsort der Ionen, im Falle der dynamischen Generierung von kurzen Ionenpulsen ist dies das Ablenkplattenpaar P3-P4, und dem Detektor berechnet werden. Die analytisch berechneten Flugzeiten  $t_{an}(^{39}\text{K}^+)_V$  von  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen für variierte kinetische Energien im Bereich  $E_{kin}=200\text{eV}$ – $3000\text{eV}$  und variierte Spannungen  $U_{P3}$ ,  $U_{P4}$  des Ablenkplattenpaares P3-P4 zeigen die Abb. 4-98 a) und Abb. 4-98 b). Die hierbei variierten Spannungswerte an P3 betragen  $U_{P3}=100\text{V}$ ,  $150\text{V}$ ,  $200\text{V}$ ,  $250\text{V}$  und  $300\text{V}$ . Entsprechend analytisch berechnete Flugzeiten  $t_{an}(^{39}\text{K}^+)_R$  von  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen für variierte kinetische Energien im Bereich  $E_{kin}=200\text{eV}$ – $3000\text{eV}$  und variierte Spannungen  $U_{P3}$ ,  $U_{P4}$  des Ablenkplattenpaares P3-P4 zeigen die Abb. 4-99 a) und Abb. 4-99 b). Ein direkter Vergleich von analytischen Flugzeiten  $t_{an}(^{39}\text{K}^+)_V$  und  $t_{an}(^{39}\text{K}^+)_R$  mit experimentellen und simulierten Flugzeiten ist für  $U_{P3}=300\text{V}$ ,  $U_{P4}=150\text{V}$  und  $U_{Rep}=500\text{V}$ ,  $700\text{V}$ ,  $900\text{V}$ ,  $1200\text{V}$ ,  $1600\text{V}$ ,  $2000\text{V}$  und  $2400\text{V}$  in Tab. 4-24 aufgeführt.



**Abb. 4-98** Analytisch berechnete Flugzeiten von  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen für variierte kinetische Energien  $E_{kin}$ , respektive Repellerspannungen  $U_{Rep}$ , und variierte Spannungen  $U_{P3}$ ,  $U_{P4}$  des Ablenkplattenpaares P3-P4. Die durch  $U_{P3}$ ,  $U_{P4}$  generierten Energieänderungen entsprechen den beschleunigenden Effekten einer Vorderflanke. a)  $E_{kin}=200\text{V}$ – $1000\text{V}$ ,  $U_{P3}=100\text{V}$ – $300\text{V}$ ,  $U_{P4}=50\text{V}$ – $150\text{V}$  & b)  $E_{kin}=950\text{V}$ – $3000\text{V}$ ,  $U_{P3}=100\text{V}$ – $300\text{V}$ ,  $U_{P4}=50\text{V}$ – $150\text{V}$ .



**Abb. 4-99** Analytisch berechnete Flugzeiten von  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen für variierte kinetische Energien  $E_{\text{kin}}$ , respektive Repellerspannungen  $U_{\text{Rep}}$ , und variierte Spannungen  $U_{P3}$ ,  $U_{P4}$  des Ablenkplattenpaares P3-P4. Die durch  $U_{P3}$ ,  $U_{P4}$  generierten Energieänderungen entsprechen den abbremsenden Effekten einer Rückflanke. a)  $E_{\text{kin}}=200\text{V}-1000\text{V}$ ,  $U_{P3}=100\text{V}-300\text{V}$ ,  $U_{P4}=50\text{V}-150\text{V}$  & b)  $E_{\text{kin}}=950\text{V}-3000\text{V}$ ,  $U_{P3}=100\text{V}-300\text{V}$ ,  $U_{P4}=50\text{V}-150\text{V}$ .

**Tab. 4-24** Direkter Vergleich der experimentellen Flugzeiten  $t_{\text{exp}}(^{39}\text{K}^+)_{\text{V}}$ ,  $t_{\text{exp}}(^{39}\text{K}^+)_{\text{R}}$  mit simulierten Flugzeiten  $t_{\text{SIM}}(^{39}\text{K}^+)_{\text{V}}$ ,  $t_{\text{SIM}}(^{39}\text{K}^+)_{\text{R}}$  und analytischen Flugzeiten  $t_{\text{an}}(^{39}\text{K}^+)_{\text{V}}$ ,  $t_{\text{an}}(^{39}\text{K}^+)_{\text{R}}$  für variierte Repellerspannung  $U_{\text{Rep}}$  und bei Spannungen am Ablenkplattenpaar P3-P4 von  $U_{P3}=300\text{V}$  (gepulst) und  $U_{P4}=150\text{V}$  (konstant).

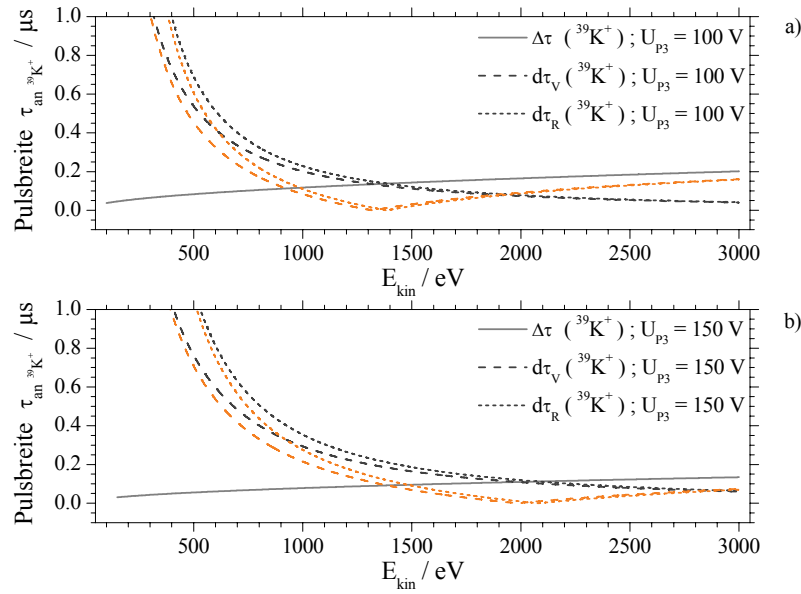
$U_{\text{Rep}}$ / V	$t_{\text{exp}}(^{39}\text{K}^+)_{\text{V}}$ / $\mu\text{s}$ $\Delta = \pm 24 \text{ ns}$	$t_{\text{exp}}(^{39}\text{K}^+)_{\text{R}}$ / $\mu\text{s}$ $\Delta = \pm 24 \text{ ns}$	$t_{\text{SIM}}(^{39}\text{K}^+)_{\text{V}}$ / $\mu\text{s}$	$t_{\text{SIM}}(^{39}\text{K}^+)_{\text{R}}$ / $\mu\text{s}$	$t_{\text{an}}(^{39}\text{K}^+)_{\text{V}}$ / $\mu\text{s}$	$t_{\text{an}}(^{39}\text{K}^+)_{\text{R}}$ / $\mu\text{s}$
500	15.423	119.687	15.759	119.812	16.063	120.077
700	13.622	116.036	13.965	116.402	14.113	116.573
900	12.381	114.089	12.671	114.380	12.766	114.487
1200	11.042	112.215	11.292	112.427	11.343	112.496
1600	9.777	110.607	10.022	110.779	10.048	110.824
2000	8.876	109.513	9.119	109.656	9.127	109.702
2400	8.195	108.735	8.423	108.838	8.428	108.879

Wie bereits auf S.202ff. gezeigt wurde, sind die Pulsbreiten  $\Delta\tau(^{39}\text{K}^+)$ ,  $d\tau_V(^{39}\text{K}^+)$  und  $d\tau_R(^{39}\text{K}^+)$  analytisch durch die Gleichungen (4.42), (4.44) und (4.45) bestimmt. Eine grafische Darstellung der analytisch berechneten Pulsbreiten  $\Delta\tau(^{39}\text{K}^+)$ ,  $d\tau_V(^{39}\text{K}^+)$  und  $d\tau_R(^{39}\text{K}^+)$  für variierte kinetische Energien im Bereich  $E_{kin}=200\text{eV}-3000\text{eV}$  und variierte Spannungen  $U_{P3}=100\text{V}, 150\text{V}, 200\text{V}, 250\text{V}$  und  $300\text{V}$  zeigen die Abb. 4-100 a), b) bis Abb. 4-102 a). Für alle variierten Spannungen  $U_{P3}$  findet man für niedrige Werte von  $E_{kin}$  einen Bereich in welchem die Dispersion die Pulsbreite dominiert, für höhere Werte von  $E_{kin}$  dominiert die Schreibgeschwindigkeit des Ionenstrahls  $v_{Strahl}$  die Pulsbreite. Mit zunehmender Spannung  $U_{P3}$  verschiebt sich der Übergangsbereich zu höheren kinetischen Energien  $E_{kin}$ . So findet sich in Abb. 4-100 a) für  $U_{P3}=100\text{V}$  der Übergang zwischen dispersions- und geschwindigkeitsbestimmter Pulsbreite bei  $E_{kin}\approx 1400\text{eV}$ , in Abb. 4-100 b) für  $U_{P3}=150\text{V}$  bei  $E_{kin}\approx 2100\text{eV}$ . Für  $U_{P3}=200\text{V}$  und  $U_{P3}=250\text{V}$  der Abb. 4-101 a) und Abb. 4-101 b) ergibt sich der Übergang bei  $E_{kin}\approx 2800\text{eV}$  bzw.  $E_{kin}>3000\text{eV}$ . Auch für  $U_{P3}=300\text{V}$  in Abb. 4-102 a) befindet sich der Übergang bei einer kinetischen Energie  $E_{kin}>3000\text{eV}$ . Im Vergleich zu den experimentellen Pulsbreiten  $\tau_{exp}(^{39}\text{K}^+)_V$ ,  $\tau_{exp}(^{39}\text{K}^+)_R$  und den aus den Simulationen erhaltenen Pulsbreiten  $\tau_{SIM}(^{39}\text{K}^+)_V$ ,  $\tau_{SIM}(^{39}\text{K}^+)_R$  sind die jeweiligen analytisch bestimmten Bereiche des Übergangs, zwischen dem durch die Dispersion dominierten Bereich und dem durch die Schreibgeschwindigkeit bestimmten Bereich, zu einer höheren kinetischen Energie verschoben. Dies ist an dieser Stelle auf die in den analytischen Berechnungen nicht berücksichtigten Feldinhomogenitäten der ionenoptischen Elemente, insbesondere auf die inhomogenen Feldverläufe des Ablenkplattenpaares P3-P4, zurückzuführen. In allen durch die Dispersion dominierten Bereichen der analytischen Berechnungen der Pulsbreiten in den Abb. 4-100 a), b) bis Abb. 4-102 a) gilt generell  $d\tau_V(^{39}\text{K}^+) < d\tau_R(^{39}\text{K}^+)$ . Für einen optimierten achsenparallelen Ionenstrahl stehen die beiden pulsverbreiternden Effekte in Konkurrenz zueinander. In Folge dessen kann eine Pulskompression der erzeugten  $^{39}\text{K}^+$ -Ionenpulse stattfinden. Die Pulsbreiten  $\delta\tau_{an}(^{39}\text{K}^+)_V$  und  $\delta\tau_{an}(^{39}\text{K}^+)_R$  sind dann durch die Gleichungen (4.47) und (4.48) bestimmt. Die entsprechend berechneten Pulsbreiten für variierte kinetische Energien  $E_{kin}$  und variierte Spannungen  $U_{P3}$  sind in den Abb. 4-100 a), b) bis Abb. 4-102 a) eingefügt.

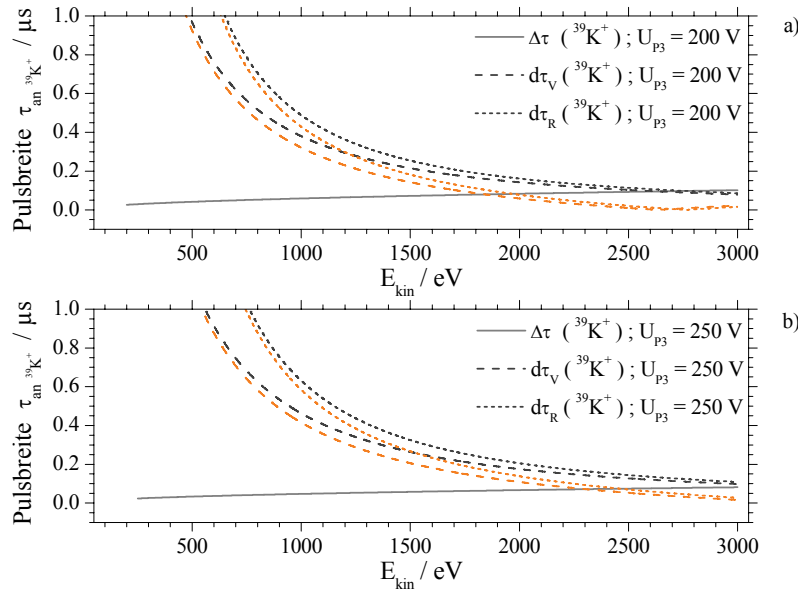
$$\delta\tau_{an}(^{39}\text{K}^+)_V = \left| \Delta\tau(^{39}\text{K}^+) - d\tau_V(^{39}\text{K}^+) \right| \quad (4.47)$$

$$\delta\tau_{an}(^{39}\text{K}^+)_R = \left| \Delta\tau(^{39}\text{K}^+) - d\tau_R(^{39}\text{K}^+) \right| \quad (4.48)$$

Ein direkter Vergleich von analytischen Pulsbreiten  $\delta\tau_{an}(^{39}\text{K}^+)_V$  und  $\delta\tau_{an}(^{39}\text{K}^+)_R$  mit experimentellen und simulierten Pulsbreiten ist für  $U_{P3}=300\text{V}$ ,  $U_{P4}=150\text{V}$  und  $E_{kin}$  bzw.  $U_{Rep}=500\text{V}, 700\text{V}, 900\text{V}, 1200\text{V}, 1600\text{V}, 2000\text{V}$  und  $2400\text{V}$  in Tab. 4-25 aufgeführt.

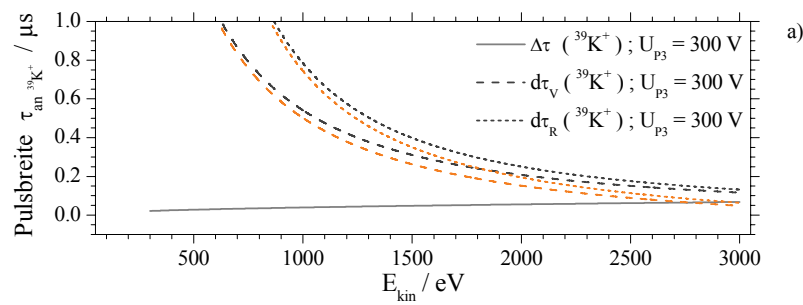


**Abb. 4-100** Analytisch berechnete Pulsbreiten  $\tau_{an}$  für  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen unter Berücksichtigung der zur Pulsbreite führenden Effekte der Pulsdispersion  $d\tau$  und Pulsverbreiterung durch Variation der kinetischen Energie innerhalb des Plattenpaares P3-P4  $\Delta\tau$ . Pulsbreiten  $\tau_{an}$  der  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen für variierte kinetische Energie  $E_{kin}=200\text{V}-3000\text{V}$  und Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von a)  $U_{P3}=100\text{V}$ ,  $U_{P4}=50\text{V}$  & b)  $U_{P3}=150\text{V}$ ,  $U_{P4}=75\text{V}$ .



**Abb. 4-101** Analytisch berechnete Pulsbreiten  $\tau_{an}$  für  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen unter Berücksichtigung der zur Pulsbreite führenden Effekte der Pulsdispersion  $d\tau$  und Pulsverbreiterung durch Variation der kinetischen Energie innerhalb des Plattenpaares P3-P4  $\Delta\tau$ . Pulsbreiten  $\tau_{an}$  der  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen für variierte kinetische Energie  $E_{kin}=200\text{V}-3000\text{V}$  und Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von a)  $U_{P3}=200\text{V}$ ,  $U_{P4}=100\text{V}$  & b)  $U_{P3}=250\text{V}$ ,  $U_{P4}=125\text{V}$ .





**Abb. 4-102** Analytisch berechnete Pulsbreiten  $\tau_{an}$  für  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen unter Berücksichtigung der zur Pulsbreite führenden Effekte der Pulsdispersion  $d\tau$  und Pulsverbreiterung durch Variation der kinetischen Energie innerhalb des Plattenpaares P3-P4  $\Delta\tau$ . Pulsbreiten  $\tau_{an}$  der  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen für variierte kinetische Energie  $E_{kin}=200V-3000V$  und Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von a)  $U_{P3}=300V$ ,  $U_{P4}=150V$ .

**Tab. 4-25** Direkter Vergleich von experimentellen Pulsbreiten  $\tau_{exp}(^{39}\text{K}^+)_{V}$ ,  $\tau_{exp}(^{39}\text{K}^+)_{R}$  mit simulierten Pulsbreiten  $\tau_{SIM}(^{39}\text{K}^+)_{V}$ ,  $\tau_{SIM}(^{39}\text{K}^+)_{R}$  und analytischen Pulsbreiten  $\delta\tau_{an}(^{39}\text{K}^+)_{V}$ ,  $\delta\tau_{an}(^{39}\text{K}^+)_{R}$  für variierte Repeller-Spannung  $U_{Rep}$ , bzw. kinetische Energien  $E_{kin}$  und bei Spannungen am Ablenkplattenpaar P3-P4 von  $U_{P3}=300V$  (gepulst) und  $U_{P4}=150V$  (konstant).

$U_{Rep}$ / V	$\tau_{exp}(^{39}\text{K}^+)_{V}$ / $\mu\text{s}$	$\tau_{exp}(^{39}\text{K}^+)_{R}$ / $\mu\text{s}$	$\tau_{SIM}(^{39}\text{K}^+)_{V}$ / $\mu\text{s}$	$\tau_{SIM}(^{39}\text{K}^+)_{R}$ / $\mu\text{s}$	$\delta\tau_{an}(^{39}\text{K}^+)_{V}$ / $\mu\text{s}$	$\delta\tau_{an}(^{39}\text{K}^+)_{R}$ / $\mu\text{s}$
500	0.389	0.365	0.488	1.001	1.295	2.731
700	0.122	0.170	0.317	0.537	0.833	1.431
900	0.146	0.121	0.220	0.317	0.585	0.901
1200	0.073	0.073	0.146	0.171	0.379	0.533
1600	0.049	0.073	0.098	0.098	0.234	0.309
2000	0.049	0.073	0.049	0.049	0.152	0.195
2400	0.073	0.049	0.073	0.074	0.099	0.126

Im Abschluss zu Kapitel 4.4 kann festgestellt werden dass es, unter Verwendung der neu entwickelten Emitter, durch die vorliegende apparative Modifikation gelingt Ionenpulse mit Pulsbreiten  $\tau_{Puls} < 1\mu\text{s}$  zu generieren. Die in den Emittermaterialien enthaltenen Alkaliionenspezies sind hierbei in den Flugzeitmassenspektren zeitlich eindeutig separiert.

## 4.5 Zeitaufgelöster Transport von Alkaliionen durch PPX-Membranen

In diesem, das Kapitel 4 abschließende, Unterkapitel 4.5 werden Untersuchungen zum zeitaufgelösten Transport von Alkaliionen durch PPX-Membranen vorgestellt. Hierzu wurden die in den Unterkapiteln 4.1 charakterisierten Alkaliionenemitter  $\text{K}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$  (1:4) und  $\text{Cs}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$  (1:1) sowie die in Unterkapitel 4.3 und 4.4 gezeigten apparativen Modifikationen zur Erzeugung kurzer Ionenpulse verwandt. In Unterkapitel 4.5.1 werden zunächst die experimentellen Ergebnisse präsentiert. Im anschließenden Unterkapitel 4.5.2 erfolgen Analysen der Flugzeitmassenspektren unter Anwendung von SIMION Simulationen, wobei unter Verwendung des bereits im Unterkapitel auf S.175ff. vorgestellten Transportmodells dieses weiter konkretisiert werden kann.

### 4.5.1 Experimentelle Ergebnisse: $^{39}\text{K}^+$ - und $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen

Die nachfolgend vorgestellten Untersuchungen und experimentellen Ergebnisse zum zeitaufgelösten Transport von  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen durch PPX-Membranen erfolgen bei einer Repellerspannung von  $U_{\text{Rep}}=500\text{V}$ , was zu einer anfänglichen kinetischen Energie von  $E_{\text{kin}}=500\text{eV}$  führt. Damit erfolgen die aufgezeigten Untersuchungen in einem Bereich für den zuvor in Kapitel 4.2.1 mit kontinuierlichem Ionenstrahl und in Kapitel 4.2.2 mit gepulstem Ionenstrahl bereits eine Transmission von  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen durch PPX-Membranen beobachtet wurde.

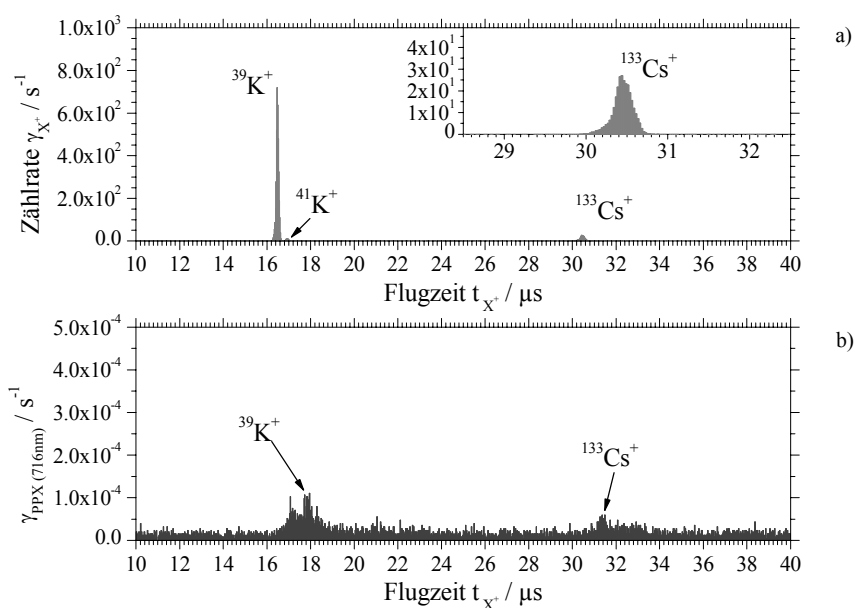
#### Zeitaufgelöster Transport von $^{39}\text{K}^+$ -Ionen durch PPX-Membranen

Zur Untersuchung des zeitaufgelösten Transports von  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen durch PPX-Membranen wurde mit dem Ionenemitter  $\text{K}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$  (1:4) bei einer Repellerspannung von  $U_{\text{Rep}}=500\text{V}$  und Spannungen am Ablenkplattenpaar P3-P4 von  $U_{\text{P3}}=100\text{V}$  (gepulst) und  $U_{\text{P4}}=50\text{V}$  (konstant) ein gepulster Ionenstrahl erzeugt. Zur Erfassung der Flugzeitmassenspektren wurde der Multikanal Speicher MCB 926 und der TAC/SCA 567 bei einem Zeitintervall von  $200\mu\text{s}$  verwandt. Hieraus ergibt sich wie gezeigt ein zeitliches Auflösungsvermögen der registrierten Flugzeitmassenspektren von  $\approx 24\text{ns}$ . Die Flugzeitmassenspektren der Abb. 4-103, Abb. 4-104 und Abb. 4-106 zeigen jeweils einen direkten Vergleich zwischen den Flugzeiten der durch die modifizierte Zwischenkammer erzeugten Ionenpulse aus  $^{39}\text{K}^+$ -,  $^{41}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen (Abb. 4-103 a), Abb. 4-104 a), Abb. 4-105 a)) und den Flugzeiten von durch PPX-Membranen transmittierten  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen (Abb. 4-103 b), Abb. 4-104 b)) sowie den Flugzeiten von durch eine kommerzielle Membran der Firma Whatman (Typ Anopore) transmittierten  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen (Abb. 4-105 b)).

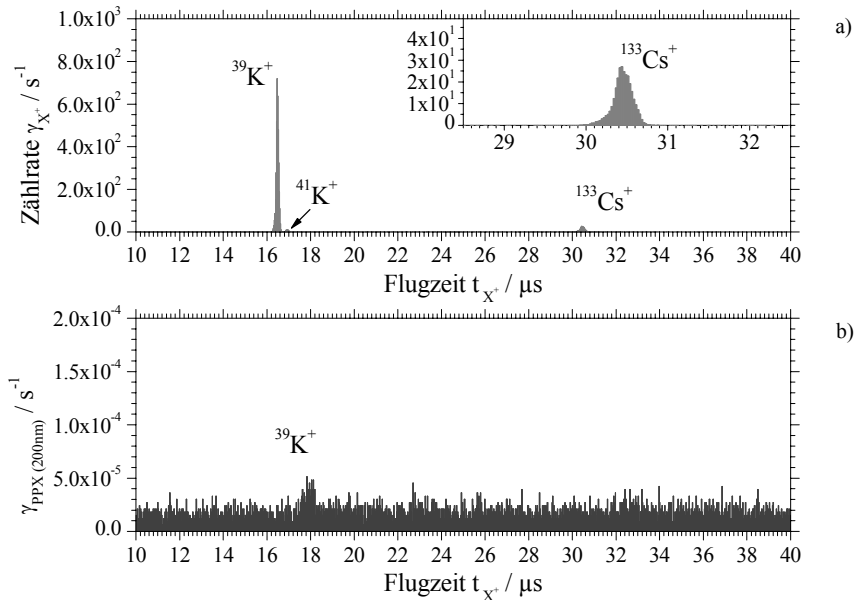
In der Abb. 4-103 a) findet man für die Flugzeiten der  $^{39}\text{K}^+$ -,  $^{41}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionenpulse Werte von  $t_X^+(^{39}\text{K}^+)_V = 16.469\mu\text{s}$ ,  $t_X^+(^{41}\text{K}^+)_V = 16.932\mu\text{s}$  und  $t_X^+(^{133}\text{Cs}^+)_V = 30.439\mu\text{s}$ . Die Flugzeitmassenspektren der Abb. 4-104 a) und Abb. 4-105 a) sind identisch zu Abb. 4-103 a). Für die Pulsbreiten bei voller Halbwertsbreite (FWHM) findet man Werte von  $\tau_X^+(^{39}\text{K}^+)_V \approx 121\text{ns}$ ,  $\tau_X^+(^{41}\text{K}^+)_V \approx 146\text{ns}$  und  $\tau_X^+(^{133}\text{Cs}^+)_V \approx 243\text{ns}$ . Zum besseren Vergleich mit den Pulsbreiten der durch die Membranen transmittierten Ionen werden im Weiteren die Pulsbreiten in den „Fußpunkten“ ( $\gamma_X^+ \approx 0\text{s}^{-1}$ ) der jeweiligen Pulse verwandt. Hierfür ergeben sich Werte von  $\tau_X^+(^{39}\text{K}^+)_{V,Fp} \approx 609\text{ns}$ ,  $\tau_X^+(^{41}\text{K}^+)_{V,Fp} \approx 487\text{ns}$  und  $\tau_X^+(^{133}\text{Cs}^+)_{V,Fp} \approx 949\text{ns}$ . Für die registrierten Ionenpulse werden im jeweiligen Maximum Zählraten von  $\gamma_{X^+ \text{Max}}(^{39}\text{K}^+)_V = 717.671\text{s}^{-1}$ ,  $\gamma_{X^+ \text{Max}}(^{41}\text{K}^+)_V = 10.184\text{s}^{-1}$  und  $\gamma_{X^+ \text{Max}}(^{133}\text{Cs}^+)_V = 26.945\text{s}^{-1}$  registriert.

Unter identischen Versuchsbedingungen zu Abb. 4-103 a) und einer freistehend am Probenhalter  $L_{\text{TOF II Probe}}$  montierten PPX-Membran der Dicke  $d_{\text{PPX}} = 716\text{nm}$  zeigt Abb. 4-103 b) das entsprechende Flugzeitmassenspektrum von durch die PPX-Membran transmittierten  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen. Die Flugzeiten der detektierten  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen sind deutlich zu größeren Werten hin verschoben und können mit  $t_{X^+ \text{PPX}(716\text{nm})}(^{39}\text{K}^+)_V = 17.832\mu\text{s}$  und  $t_{X^+ \text{PPX}(716\text{nm})}(^{133}\text{Cs}^+)_V = 31.364\mu\text{s}$  angegeben werden. Die Pulsbreiten können zu  $\tau_{X^+ \text{PPX}(716\text{nm})}(^{39}\text{K}^+)_{V,Fp} \approx 2.313\mu\text{s}$  und  $\tau_{X^+ \text{PPX}(716\text{nm})}(^{133}\text{Cs}^+)_{V,Fp} \approx 1.484\mu\text{s}$  bestimmt werden. In den jeweiligen Maxima werden Werte von  $\gamma_{X^+ \text{MaxPPX}(716\text{nm})}(^{39}\text{K}^+)_V \approx 1.104 \cdot 10^{-4}\text{s}^{-1}$  und  $\gamma_{X^+ \text{MaxPPX}(716\text{nm})}(^{133}\text{Cs}^+)_V \approx 5.916 \cdot 10^{-5}\text{s}^{-1}$  registriert.

Für eine freistehende am Probenhalter  $L_{\text{TOF II Probe}}$  montierte PPX-Membran der Dicke  $d_{\text{PPX}} = 200\text{nm}$  zeigt Abb. 4-104 b) das Flugzeitmassenspektrum von durch die PPX-Membran transmittierten  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen. Die Flugzeiten der detektierten  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen sind erneut deutlich zu einem größeren Wert hin verschoben und kann im Maximum mit  $t_{X^+ \text{PPX}(200\text{nm})}(^{39}\text{K}^+)_V = 18.051\mu\text{s}$  angegeben werden. Für die Pulsbreite kann ein Wert von  $\tau_{X^+ \text{PPX}(200\text{nm})}(^{39}\text{K}^+)_{V,Fp} \approx 852\text{ns}$  bestimmt werden. Im Maximum wird für die Zählraten ein Wert von  $\gamma_{X^+ \text{MaxPPX}(200\text{nm})}(^{39}\text{K}^+)_V \approx 5.132 \cdot 10^{-5}\text{s}^{-1}$  registriert.

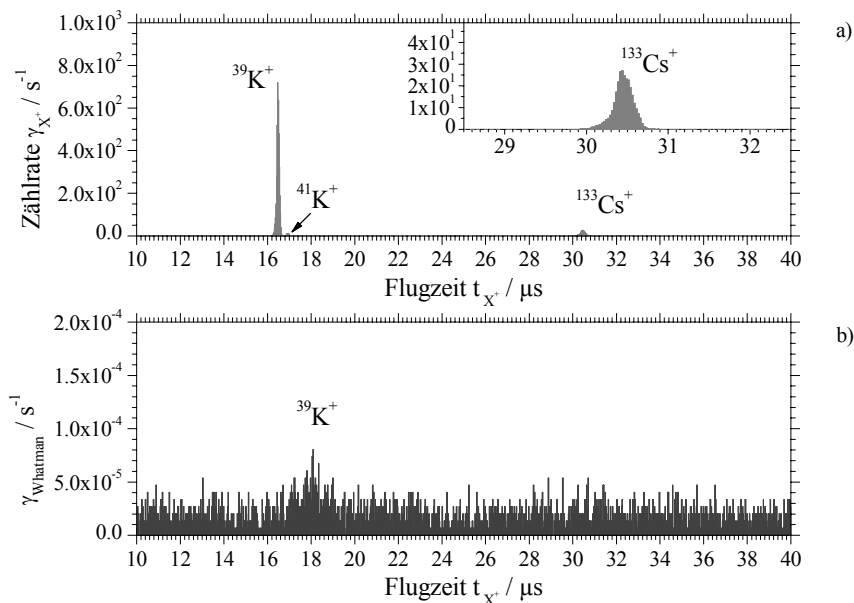


**Abb. 4-103** Flugzeitmassenspektren des  $K[AlSi_2O_6]:Mo$  (1:4) Emitters bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=100V$ ,  $U_{P4}=50V$  und  $U_{Rep}=500V$ . a) zeigt das Flugzeitspektrum der durch die Vorderflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ ,  $^{41}K^+$  und  $^{133}Cs^+$ -Ionen, b) zeigt das entsprechende Flugzeitspektrum der durch eine PPX-Membran mit der Dicke  $d_{PPX}=716nm$  transmittierten  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen.



**Abb. 4-104** Flugzeitmassenspektren des  $K[AlSi_2O_6]:Mo$  (1:4) Emitters bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=100V$ ,  $U_{P4}=50V$  und  $U_{Rep}=500V$ . a) zeigt das Flugzeitspektrum der durch die Vorderflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ ,  $^{41}K^+$  und  $^{133}Cs^+$ -Ionen, b) zeigt das entsprechende Flugzeit der durch eine PPX-Membran mit der Dicke  $d_{PPX}=200nm$  transmittierten  $^{39}K^+$ -Ionen.

Um den zeitaufgelösten Transport von  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen an einer Membran mit Kapillaren von bekanntem Durchmesser  $\varnothing$  zu untersuchen wurde unter gleichen Versuchsbedingungen wie in Abb. 4-103 b) und Abb. 4-104 b) eine kommerzielle Membran der Firma Whatman vom Typ Anopore<sup>TM</sup> in der Probenhalterung L<sub>TOF II Probe</sub> installiert. Die Membran besteht aus Aluminiumoxid [ $\text{Al}_2\text{O}_3$ ] mit Isolatoreigenschaften, besitzt eine Dicke von  $d_{WM}=60\mu\text{m}$  und eine poröse Struktur mit unregelmäßigen Kapillaren (Porosität 25-50%) [269]. Die Durchmesser der Kapillaren besitzen Werte im Bereich von  $\varnothing_{WM}=200\text{-}300\text{nm}$  [181,269]. Die Abb. 4-105 b) zeigt, bei einem etwas höheren Untergrundsignal, das Flugzeitmassenspektrum von durch die Membran transmittierten  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen. Auch in diesem Falle sind die Flugzeiten der detektierten  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen gegenüber den Flugzeiten der Abb. 4-105 a) zu größeren Werten hin verschoben und kann im Maximum mit  $t_{X^+WM}^{(39K^+)}=18.1\mu\text{s}$  angegeben werden. Die Pulsbreite kann zu einem Wert von  $\tau_{X^+WM}^{(39K^+)}_{V,FP}\approx 1.071\mu\text{s}$  abgeschätzt werden. Im Maximum wird eine Zählrate von  $\gamma_{X^+MaxWM}^{(39K^+)}\approx 8.053\cdot 10^{-5}\text{s}^{-1}$  beobachtet. Die experimentellen Werte unterscheiden sich nur geringfügig von den zuvor erhaltenen Daten für den Transport der  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen durch PPX-Membranen. Die Annahme dass in beiden Fällen der gleiche Transportmechanismus stattfindet erscheint daher als gerechtfertigt.



**Abb. 4-105** Flugzeitmassenspektren des  $\text{K}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$  (1:4) Emitters bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=100\text{V}$ ,  $U_{P4}=50\text{V}$  und  $U_{Rep}=500\text{V}$ . a) zeigt das Flugzeitspektrum der durch die Vorderflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}\text{K}^+$ -,  $^{41}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen, b) zeigt das entsprechende Flugzeitspektrum von  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen welche durch eine kommerzielle Membran des Typs Anopore<sup>TM</sup> der Firma Whatman mit einer Dicke  $d_{WM}=60\mu\text{m}$  und Porendurchmessern von  $\varnothing_{WM}=200\text{-}300\text{nm}$  transmittiert sind [269].

In Tab. 4-26 sind die experimentellen Werte der Flugzeiten  $t_X^+$ , Pulsbreiten  $\tau_X^+$  und maximalen Zählraten  $\gamma_{X^+}^{+Max}$  zur Übersicht und zum Vergleich aufgelistet. Die Pulsbreiten der transmittierten Ionen weisen generell eine Verbreiterung gegenüber den Pulsbreiten ohne Membran auf.

**Tab. 4-26** Flugzeiten  $t_X^+$ , Pulsbreiten  $\tau_X^+$  und maximale Zählraten  $\gamma_{X^+}^{+Max}$  der detektierten  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionenpulse aus den Flugzeitmassenspektren der Abb. 4-103 a), b), Abb. 4-104 a), b) & Abb. 4-105 a), b) bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=100V$ ,  $U_{P4}=50V$  und einer Repellerspannung  $U_{Rep}=500V$ .

Probe	$t_X^+ (^{39}\text{K}^+)_V$ / $\mu\text{s}$ $\Delta = \pm 24\text{ns}$	$t_X^+ (^{133}\text{Cs}^+)_V$ / $\mu\text{s}$ $\Delta = \pm 24\text{ns}$	$\tau_X^+ (^{39}\text{K}^+)_{V,FP}$ / $\mu\text{s}$	$\tau_X^+ (^{133}\text{Cs}^+)_{V,FP}$ / $\mu\text{s}$	$\gamma_{X^+}^{+Max} (^{39}\text{K}^+)_V$ / $\text{s}^{-1}$	$\gamma_{X^+}^{+Max} (^{133}\text{Cs}^+)_V$ / $\text{s}^{-1}$
keine	16.469	30.439	0.609	0.949	717.671	26.945
PPX(716nm)	17.832	31.364	2.313	1.484	$1.104 \cdot 10^{-4}$	$5.916 \cdot 10^{-5}$
PPX(200nm)	18.051	-	0.852	-	$5.132 \cdot 10^{-5}$	-
Anopore	18.100	-	1.071	-	$8.053 \cdot 10^{-5}$	-

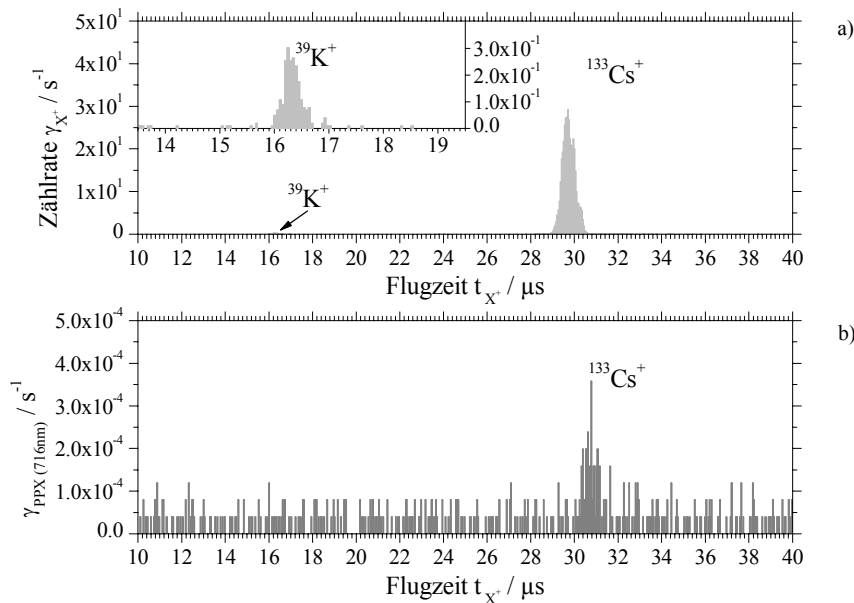
### Zeitaufgelöster Transport von $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen durch PPX-Membranen

Die Untersuchung des zeitaufgelösten Transports von  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen durch PPX-Membranen erfolgte mit dem Ionenemitter  $\text{Cs}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$  (1:1) ebenfalls bei einer Repellerspannung von  $U_{Rep}=500V$  aber mit Spannungen am Ablenkplattenpaar P3-P4 von  $U_{P3}=200V$  (gepulst) und  $U_{P4}=100V$  (konstant) zur Generierung eines gepulsten Ionenstrahls. Zur Erfassung der Flugzeitmassenspektren wurde der Multikanal Speicher MCB 916 sowie der TAC/SCA 567 bei einem Zeitintervall von  $200\mu\text{s}$  verwandt. In diesem Falle ergibt sich hieraus, wie bereits gezeigt, ein zeitliches Auflösungsvermögen der registrierten Flugzeitmassenspektren von  $\approx 48\text{ns}$ . Die nachfolgenden Flugzeitmassenspektren der Abb. 4-106, Abb. 4-107 und Abb. 4-108 zeigen wiederum jeweils einen direkten Vergleich zwischen den Flugzeiten der erzeugten Ionenpulse aus  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen (Abb. 4-106 a), Abb. 4-107 a), Abb. 4-108 a)) und den Flugzeiten von durch die PPX-Membranen transmittierten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen (Abb. 4-106 b), Abb. 4-107 b) und Abb. 4-108 b)).

Für die Flugzeiten der  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionenpulse findet man in der Abb. 4-106 a) die Werte  $t_X^+ (^{39}\text{K}^+)_V=16.252\mu\text{s}$  und  $t_X^+ (^{133}\text{Cs}^+)_V=29.707\mu\text{s}$ . Wiederum sind die Flugzeitmassenspektren der Abb. 4-107 a) und Abb. 4-108 a) identisch zu Abb. 4-106 a).

Für die Pulsbreiten bei voller Halbwertsbreite (FWHM) findet man Werte von  $\tau_X^+(^{39}\text{K}^+)_{\text{V}} \approx 339\text{ns}$  und  $\tau_X^+(^{133}\text{Cs}^+)_{\text{V}} \approx 677\text{ns}$ . Wie im vorherigen Unterkapitel werden zum besseren Vergleich mit den Pulsbreiten der durch die Membranen transmittierten Ionen nachfolgend die Pulsbreiten in den „Fußpunkten“ ( $\gamma_X^+ \approx 0\text{s}^{-1}$ ) der jeweiligen Pulse verwandt. Hierfür können Werte von  $\tau_X^+(^{39}\text{K}^+)_{\text{V,Fp}} \approx 823\text{ns}$  und  $\tau_X^+(^{133}\text{Cs}^+)_{\text{V,Fp}} \approx 1.839\mu\text{s}$  angegeben werden. Im jeweiligen Maximum der Ionenpulse findet man Zählraten von  $\gamma_X^+{}_{\text{Max}}(^{39}\text{K}^+)_{\text{V}} = 0.302\text{s}^{-1}$  und  $\gamma_X^+{}_{\text{Max}}(^{133}\text{Cs}^+)_{\text{V}} = 29.169\text{s}^{-1}$ .

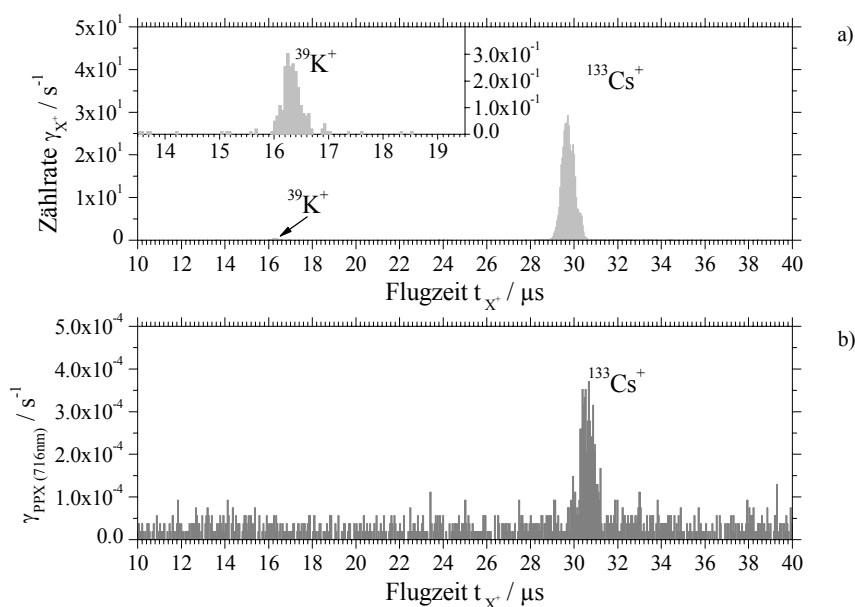
Unter identischen Versuchsbedingungen zu Abb. 4-106 a) und bei einer freistehend am Probenhalter L<sub>TOF II Probe</sub> montierten PPX-Membran der Dicke  $d_{\text{PPX}} = 716\text{nm}$  zeigt die Abb. 4-106 b) das Flugzeitmassenspektrum von durch die PPX-Membran transmittierten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen. Erneut sind die Flugzeiten der detektierten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen deutlich zu größeren Werten hin verschoben. Die Flugzeit im Maximum kann mit  $t_{X^+}^{\text{PPX}(716\text{nm})}(^{133}\text{Cs}^+)_{\text{V}} = 30.772\mu\text{s}$  angegeben werden. Die Pulsbreite kann zu  $\tau_{X^+}^{\text{PPX}(716\text{nm})}(^{133}\text{Cs}^+)_{\text{V,Fp}} \approx 1.5\mu\text{s}$  bestimmt werden. Im Maximum ergibt sich für die Zählrate ein Wert von  $\gamma_{X^+}^{\text{MaxPPX}(716\text{nm})}(^{133}\text{Cs}^+)_{\text{V}} \approx 2.0 \cdot 10^{-4}\text{s}^{-1}$ .



**Abb. 4-106** Flugzeitmassenspektren des  $\text{Cs}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$  (1:1) Emitters bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{\text{P3}} = 200\text{V}$ ,  $U_{\text{P4}} = 100\text{V}$  und  $U_{\text{Rep}} = 500\text{V}$ . a) zeigt das Flugzeitspektrum der durch die Vorderflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen, b) zeigt das entsprechende Flugzeitspektrum der durch eine PPX-Membran mit der Dicke  $d_{\text{PPX}} = 716\text{nm}$  transmittierten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen.

Um die Reproduzierbarkeit der Flugzeitmassenspektren des zeitaufgelösten Transportes der  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen zu untersuchen wurde die in Abb. 4-106 b) dargestellte Messung wiederholt. Die Abb. 4-107 b) zeigt hierzu das Flugzeitmassenspektrum von durch die PPX-Membran transmittierten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen, in diesem Falle wieder für eine

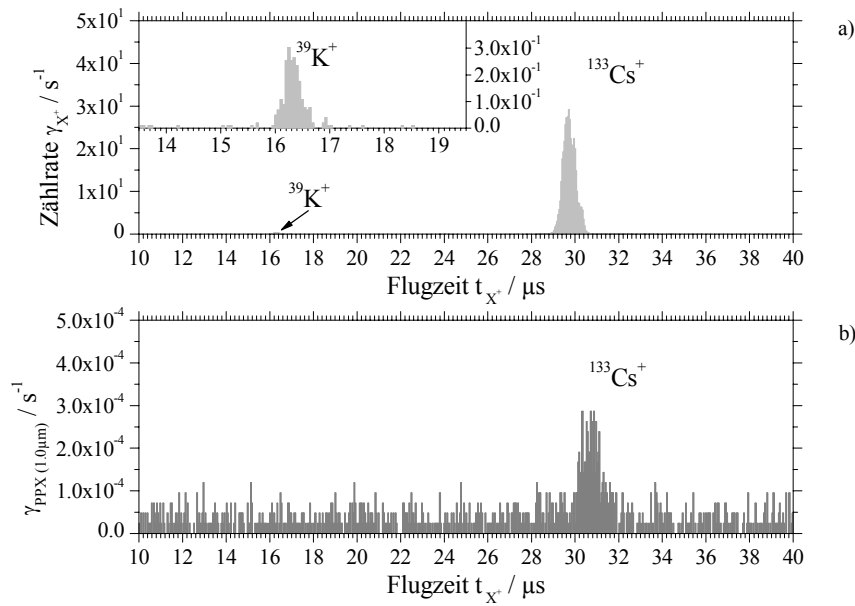
freistehende am Probenhalter L<sub>TOF II Probe</sub> montierte PPX-Membran der Dicke  $d_{PPX}=716\text{nm}$ . Erneut sind die Flugzeiten der detektierten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen deutlich zu größeren Werten hin verschoben. Im registrierten Maximum kann der reproduzierte Wert der Flugzeit mit  $t_{X^+PPX(716\text{nm})II}(^{133}\text{Cs}^+)_V=30.675\mu\text{s}$  angegeben werden. Die Differenz zur Flugzeit  $t_{X^+PPX(716\text{nm})I}(^{133}\text{Cs}^+)_V$  beträgt  $97\text{ns}$ . Für die Pulsbreite kann ein reproduzierter Wert von  $\tau_{X^+PPX(716\text{nm})II}(^{133}\text{Cs}^+)_V \approx 1.743\mu\text{s}$  angegeben werden und differiert somit um  $243\text{ns}$  gegenüber dem Wert von  $\tau_{X^+PPX(716\text{nm})I}(^{133}\text{Cs}^+)_V$ . Im Maximum wird für die Zählrate ein Wert von  $\gamma_{X^+MaxPPX(716\text{nm})II}(^{133}\text{Cs}^+)_V \approx 9.518 \cdot 10^{-4}\text{s}^{-1}$  registriert.



**Abb. 4-107** Flugzeitmassenspektren des  $\text{Cs}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$  (1:1) Emitters bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=200\text{V}$ ,  $U_{P4}=100\text{V}$  und  $U_{Rep}=500\text{V}$ . a) zeigt das Flugzeitspektrum der durch die Vorderflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen, b) zeigt das entsprechende Flugzeitspektrum der durch eine PPX-Membran mit der Dicke  $d_{PPX}=716\text{nm}$  transmittierten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen welches die Messung der **Abb. 4-106 b)** reproduziert.

Die Abb. 4-108 b) zeigt, für eine freistehende am Probenhalter L<sub>TOF II Probe</sub> montierte PPX-Membran der Dicke  $d_{PPX}=1.0\mu\text{m}$ , das Flugzeitmassenspektrum der durch die PPX-Membran transmittierten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen. Wiederum sind die Flugzeiten der detektierten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen deutlich zu größeren Werten hin verschoben. Im Maximum kann die Flugzeit mit  $t_{X^+PPX(1.0\mu\text{m})}(^{133}\text{Cs}^+)_V=30.869\mu\text{s}$  angegeben werden. Die Pulsbreite kann mit einem Wert von  $\tau_{X^+PPX(1.0\mu\text{m})}(^{133}\text{Cs}^+)_V \approx 2.033\mu\text{s}$  angegeben werden. Im Maximum wird ein Wert von  $\gamma_{X^+MaxPPX(1.0\mu\text{m})}(^{133}\text{Cs}^+)_V \approx 2.864 \cdot 10^{-4}\text{s}^{-1}$  registriert.





**Abb. 4-108** Flugzeitmassenspektren des Cs[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo (1:1) Emitters bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=200V$ ,  $U_{P4}=100V$  und  $U_{Rep}=500V$ . a) zeigt das Flugzeitspektrum der durch die Vorderflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen, b) zeigt das entsprechende Flugzeitspektrum der durch eine PPX-Membran mit der Dicke  $d_{PPX}=1.0\mu m$  transmittierten  $^{133}Cs^+$ -Ionen.

Die Tab. 4-27 listet die vorherigen experimentellen Werte der Flugzeiten  $t_X^+$ , Pulsbreiten  $\tau_X^+$  und maximalen Zählraten  $\gamma_{X+Max}^+$  zur Übersicht und zum Vergleich auf. Auch in diesen Messreihen kann für die Pulsbreiten der transmittierten  $^{133}Cs^+$ -Ionen generell eine Verbreiterung gegenüber den Pulsbreiten ohne Membran festgestellt werden.

**Tab. 4-27** Flugzeiten  $t_X^+$ , Pulsbreiten  $\tau_X^+$  und maximale Zählraten  $\gamma_{X+Max}^+$  der detektierten  $^{133}Cs^+$ -Ionenpulse aus den Flugzeitmassenspektren der **Abb. 4-106 a), b), Abb. 4-107 a), b) & Abb. 4-108 a), b)** bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=200V$ ,  $U_{P4}=100V$  und einer Repellerspannung  $U_{Rep}=500V$ .

Probe	$t_X^+(^{133}Cs^+)_V$ / $\mu s$ $\Delta = \pm 24ns$	$\tau_X^+(^{133}Cs^+)_V,FP$ / $\mu s$	$\gamma_{X+Max}(^{133}Cs^+)_V$ / $s^{-1}$
keine	16.252	0.823	0.302
PPX(716nm)I	30.772	1.500	$2.0 \cdot 10^{-4}$
PPX(716nm)II	30.675	1.743	$9.518 \cdot 10^{-4}$
PPX(1.0 $\mu m$ )	30.869	2.033	$2.864 \cdot 10^{-4}$

## 4.5.2 Analysen zum zeitaufgelösten Transport von $^{39}\text{K}^+$ - und $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen

Die experimentellen Daten des Kapitels 4.5.1 werden in diesem Kapitel eingehend analysiert. An Hand von SIMION Simulationen werden die Daten im Hinblick auf das auf der S.175ff. vorgestellte Modell des Transports von Alkaliionen durch PPX-Membranen untersucht.

### Analysen zum Transport von $^{39}\text{K}^+$ -Ionen; $\text{K}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$ (1:4) Emmitter

Für die ionenspezifischen Summen der detektierten Zählraten von  $^{39}\text{K}^+$ -,  $^{41}\text{K}^+$ - bzw.  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen des Flugzeitmassenspektrums der Abb. 4-103 a) ergeben sich die Werte  $\sum \gamma_{X^+}(^{39}\text{K}^+) = 3661.163 \text{ s}^{-1}$ ,  $\sum \gamma_{X^+}(^{41}\text{K}^+) = 68.058 \text{ s}^{-1}$  und  $\sum \gamma_{X^+}(^{133}\text{Cs}^+) = 290.039 \text{ s}^{-1}$ . Mit der Gleichung (4.49) können die jeweiligen prozentualen Anteile der detektierten Zählraten  $\sum \gamma_{X^+}(i)$  der beobachteten Ionenspezies von  $^{39}\text{K}^+$ -,  $^{41}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen am Gesamt-ionensignal bestimmt werden.

$$p_{X^+}(i) = \frac{\sum \gamma_{X^+}(i)}{\sum_i \sum \gamma_{X^+}(i)} = \frac{\sum \gamma_{X^+}(i)}{\sum \gamma_{X^+}(^{39}\text{K}^+) + \sum \gamma_{X^+}(^{41}\text{K}^+) + \sum \gamma_{X^+}(^{133}\text{Cs}^+)} \quad (4.49)$$

mit  $i \in \{^{39}\text{K}^+, ^{41}\text{K}^+, ^{133}\text{Cs}^+\}$

Die Tab. 4-28 listet die erhaltenen prozentualen Anteile der  $^{39}\text{K}^+$ -,  $^{41}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen am Gesamtionensignal auf.

**Tab. 4-28** Prozentuale Anteile der detektierten  $^{39}\text{K}^+$ -,  $^{41}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen des Flugzeitmassenspektrums der **Abb. 4-103 a)**.

i	$p_{X^+}(i) / \%$
$^{39}\text{K}^+$	91.09
$^{41}\text{K}^+$	1.69
$^{133}\text{Cs}^+$	7.22

Auch für dieses Flugzeitmassenspektrum werden im direkter Vergleich mit den Masseanteilen der Ionenspezies des Emitttermaterials  $\text{K}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$  (1:4) der Tab. 4-1 in Kapitel 4.1 ein geringerer Anteil an  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen und ein höherer Anteil an  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen beobachtet. Die Abweichungen können auch in diesem Fall mit dem aufgezeigten Emissionsverhalten der Emmitter erklärt werden (siehe S.208ff). Die sich aus der jewei-

ligen Summe der detektierten Zählraten für die transmittierten  $^{39}\text{K}^+$ - bzw.  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen aus den Flugzeitmassenspektren der Abb. 4-103 b), Abb. 4-104 b) und Abb. 4-105 b) ergebenden Werte von  $\sum \gamma_{X^+}(i)_{Probe}$  gibt die Tab. 4-29 wieder. Der Wertebereich der in Tab. 4-29 aufgeführten Zählraten der transmittierten  $^{39}\text{K}^+$ - bzw.  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen verdeutlicht, dass es sich bei dem Transport der Ionen durch die Membranen um einen Transport von einzelnen Ionen durch die Kapillaren der Membranen handelt. Eine entsprechende Abschätzung auf S.183ff. zeigte dieses bereits unter Verwendung eines kontinuierlichen Ionenstrahls. Damit ist der in diesem Zusammenhang verwandte Terminus technicus der Pulsbreite für die Flugzeitmassenspektren der Abb. 4-103 b) bis Abb. 4-108 b) in Stringenz nicht korrekt. Bei den detektierten Zählraten der transmittierten Ionen handelt es sich in strengem Sinne um die Verteilungsfunktion der Flugzeiten, respektive um die Verteilungsfunktion der kinetischen Energie, der einzeln am Detektor registrierten Ionen. Der Begriff der Pulsbreite soll aber im Folgenden weiterhin angewandt werden. Der zu beobachtende Effekt der Pulsverbreiterung, der durch die Membranen transmittierten Ionen, gegenüber den Pulsbreiten  $\tau_{X^+}$  der Ionenpulse ohne Membran an  $L_{TOF II Probe}$ , wie dies die Werte in der Tab. 4-26 und Tab. 4-27 aufzeigen, kann auf die Dispersion der niederenergetischeren transmittierten Ionen zurückgeführt werden.

**Tab. 4-29** Summe der detektierten Zählraten transmittierter  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen,  $\sum \gamma_{X^+}(^{39}\text{K}^+)_{Probe}$ ,  $\sum \gamma_{X^+}(^{133}\text{Cs}^+)_{Probe}$  aus den Flugzeitmassenspektren der Abb. 4-103 b), Abb. 4-104 b) & Abb. 4-105 b).

Probe	$\sum \gamma_{X^+}(^{39}\text{K}^+)_{Probe} / \text{s}^{-1}$	$\sum \gamma_{X^+}(^{133}\text{Cs}^+)_{Probe} / \text{s}^{-1}$
PPX(716nm)	$4.481 \cdot 10^{-3}$	$1.112 \cdot 10^{-3}$
PPX(200nm)	$1.093 \cdot 10^{-3}$	-
Anopore	$1.537 \cdot 10^{-3}$	-

Der Anteil der transmittierten Ionen bezogen auf die jeweilige Summe der detektierten Zählraten ohne Membran kann durch das Verhältnis in Gleichung (4.50) bestimmt werden. Die berechneten Anteile sind in Tab. 4-30 aufgeführt.

$$\Gamma_{Probe}(i) = \frac{\sum \gamma_{X^+}(i)_{Probe}}{\sum \gamma_{X^+}(i)} \quad (4.50)$$

**Tab. 4-30** Anteile der jeweils transmittierten  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen bezüglich der zugehörigen Summe der detektierten Zählraten ohne Membran  $\sum \gamma_X^+(\text{}^{39}\text{K}^+)$ ,  $\sum \gamma_X^+(\text{}^{133}\text{Cs}^+)$  aus den gezeigten Flugzeitmassenspektren der Abb. 4-103 a), b), Abb. 4-104 a), b) & Abb. 4-105 a), b).

Probe	$\Gamma_{\text{Probe}}(^{39}\text{K}^+)$	$\Gamma_{\text{Probe}}(^{133}\text{Cs}^+)$
PPX(716nm)	$1.224 \cdot 10^{-6}$	$3.834 \cdot 10^{-6}$
PPX(200nm)	$2.985 \cdot 10^{-7}$	-
Anopore	$4.198 \cdot 10^{-7}$	-

Die Werte der Tab. 4-30 zeigen, dass die Zählraten der transmittierten  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen beim Transportprozess durch die Membranen um 6 bis 7 Größenordnungen gegenüber den Zählraten der  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen ohne Membran vermindert werden. Im Falle einer PPX-Membran mit einer Dicke von  $d_{\text{PPX}} = 716\text{nm}$  wird ein um den Faktor von  $\approx 3$  höherer Anteil  $\Gamma_{\text{PPX}(716\text{nm})}(^{133}\text{Cs}^+)$  an transmittierten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen gegenüber dem Anteil  $\Gamma_{\text{PPX}(716\text{nm})}(^{39}\text{K}^+)$  an transmittierten  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen beobachtet.

Die Flugzeitdifferenzen  $\Delta t_{X^+; \text{Probe}}(i)_V$  zwischen den Flugzeiten der detektierten  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen aus Abb. 4-103 a) und den durch die Membran transmittierten  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen der Abb. 4-103 b) sowie den durch die Membranen transmittierten  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen der Abb. 4-104 b) und Abb. 4-105 b) werden gemäß der Gleichung (4.51) bestimmt und sind in Tab. 4-31 aufgeführt.

$$\Delta t_{X^+; \text{Probe}}(i)_V = t_{X^+; \text{Probe}}(i)_V - t_{X^+}(i)_V \quad (4.51)$$

mit  $i \in \{^{39}\text{K}^+, ^{133}\text{Cs}^+\}$

**Tab. 4-31** Flugzeitdifferenzen  $\Delta t_{X^+; \text{Probe}}(i)_V$  nach Gleichung (4.51) aus den Flugzeitmassenspektren der Abb. 4-103 a), b), der Abb. 4-104 a), b) und der Abb. 4-105 a), b).

Probe	$\Delta t_{X^+; \text{Probe}}(^{39}\text{K}^+)_V$ / $\mu\text{s}$	$\Delta t_{X^+; \text{Probe}}(^{133}\text{Cs}^+)_V$ / $\mu\text{s}$
PPX(716nm)	1.363	0.925
PPX(200nm)	1.582	-
Anopore	1.631	-

Für die Flugzeitdifferenzen der  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen  $\Delta t_{X^+;Probe}^{(39K^+)}_V$  werden gegenüber der Flugzeitdifferenz  $\Delta t_{X^+;PPX(716nm)}^{(133Cs^+)}_V$  der  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen, bei einer PPX-Membran mit der Dicke von  $d_{PPX}=716\text{nm}$ , höhere Werte bestimmt.

Wie in Kapitel 4.4.2 und S.209ff. gezeigt, ist die kinetische Energie der die Ionenpulse bildenden  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen, welche durch die Vorderflanke der gepulsten Spannung  $U_{P3}$  erzeugt werden, gemäß der Gleichung (4.52) bestimmt.

$$E_{kin;V}(U_{P3}, x_B) = E_{kin} + qU_{P3} * \left( \frac{1}{2} - \frac{x_B}{d} - \frac{qU_{P3}}{32E_{kin}} * \left( \frac{a_{eff}^{stat}}{d} \right)^2 \right) \quad (4.52)$$

Im vorliegenden Fall ergibt sich bei einer Spannung von  $U_{P3}=100V$ , einer Repeller-spannung  $U_{Rep}=500V$ , dem Plattenabstand des Ablenkplattenpaares P3-P4  $d=2\text{cm}$ , einem halben Strahldurchmesser  $x_B=1.5\text{mm}$  und einer effektiven statischen Plattenlänge  $a_{eff}^{stat} \approx 2.6\text{cm}$  für die  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen der erzeugten Ionenpulse eine kinetische Energie von  $E_{kin;V}(U_{P3}, x_B)=541.46\text{eV}$ .

An Hand der experimentell bestimmten Flugzeitdifferenzen  $\Delta t_{X^+;Probe}^{(39K^+)}_V$ ,  $\Delta t_{X^+;Probe}^{(133Cs^+)}_V$  für die untersuchten Membranen der Tab. 4-31 und der berechneten kinetischen Energie  $E_{kin;V}(U_{P3}, x_B)$  der  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen wurden, zur Bestimmung der Flugzeiten der transmittierten  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen im Bereich der Strecken  $s_1(L_{TOF \text{ II } 2} - L_{TOF \text{ II } Probe})$  und  $s_2(L_{TOF \text{ II } Probe} - MCP)$  und der hieraus folgernden kinetischen Energien nach dem Transportprozeß, mit SIMION Simulationen durchgeführt. Hierzu wurden die Modellvorstellungen aus dem Kapitel 4.2.2, S.183ff. verwandt und im Rahmen der hier durchgeführten Simulationen weiter konkretisiert. Zunächst werden in einem ersten Schritt der Simulation, mit den in der Skizze der Abb. 4-109 a) dargestellten ionenoptischen Elementen und dem Detektor des Flugzeit-Massenspektrometer II (TOF II), die Flugzeiten  $t_{SIM s1(i)}_V$ ,  $t_{SIM s2(i)}_V$  der  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen mit einer kinetischen Energie  $E_{kin;V}(U_{P3}, x_B)=541.46\text{eV}$ , für die Strecken  $s_1(L_{TOF \text{ II } 2} - L_{TOF \text{ II } Probe})$  und  $s_2(L_{TOF \text{ II } Probe} - MCP)$  bestimmt. Unter Verwendung der Potentiale von  $U(L_{TOF \text{ II } 1})=U(L_{TOF \text{ II } 2})=U(L_{TOF \text{ II } Probe})=0V$ ,  $U(L_{TOF \text{ II } 3})=-1000V$ ,  $U(L_{TOF \text{ II } 4})=U(L_{TOF \text{ II } 5})=U(L_{TOF \text{ II } Flugrohr})=-2400V$  und  $U_{MCP's}=-1850V$  an den ionenoptischen Elementen simuliert dies die experimentelle Situation des Flugzeitmassenspektrums aus Abb. 4-103 a), bei Abwesenheit einer Membran am Probenhalter  $L_{TOF \text{ II } Probe}$ , für diesen Bereich der Flugstrecken. Die aus der Simulation erhaltenen Werte für die Flugzeiten  $t_{SIM s1(i)}_V$  und  $t_{SIM s2(i)}_V$  sind in Tab. 4-32 aufgeführt.

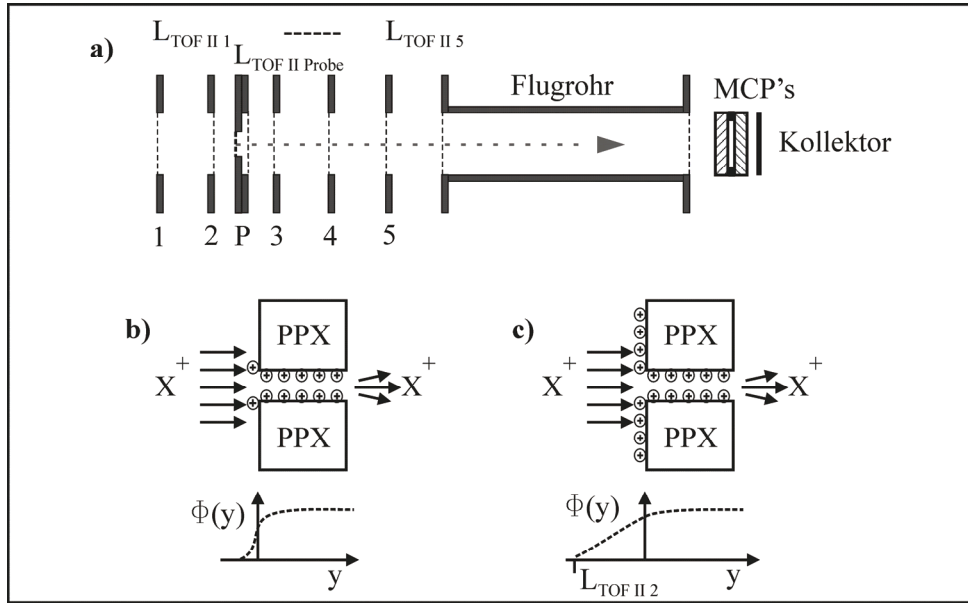
**Tab. 4-32** Simulierte Flugzeiten  $t_{SIM\ s1(i)_V}$  und  $t_{SIM\ s2(i)_V}$  für die Flugstrecken  $s_1(L_{TOF\ II\ 2} - L_{TOF\ II\ Probe})$  und  $s_2(L_{TOF\ II\ Probe} - MCP)$  bei einer kinetischen Energie der  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen von  $E_{kin,V}(U_{P3}, x_B) = 541.46\text{eV}$ .

<b>i</b>	<b><math>t_{SIM\ s1(i)_V} / \mu\text{s}</math></b>	<b><math>t_{SIM\ s2(i)_V} / \mu\text{s}</math></b>
$^{39}\text{K}^+$	0.101	1.842
$^{133}\text{Cs}^+$	0.187	3.401

Die nachfolgenden Simulationen zur Bestimmung der kinetischen Energien  $E_{kin,Probe(i)MCP}$  der durch die Membranen transmittierten und am Detektor registrierten  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen werden für die in Abb. 4-109 b) und Abb. 4-109 c) skizzierten Modelle des Ionentransports durch die PPX-Membranen durchgeführt.

- Im ersten Modell der Abb. 4-109 b) wird zunächst davon ausgegangen das eine sukzessive Aufladung der in den Membranen enthaltenen Kapillaren durch die auftreffenden Ionen  $X^+$  stattfindet. Von einer elektrostatischen Aufladung der Membranvorderseite durch auftreffende Ionen  $X^+$  soll hierbei zunächst abgesehen werden. Nachfolgende auf die Membranen auftreffende Ionen  $X^+$  werden im Eintrittsbereich der Kapillaren in Folge der dort befindlichen Oberflächenladungen gemäß dem skizzierten Potentialverlauf  $\Phi(y)$  schnell auf eine niedrige kinetische Energie  $E_{kin,Probe(i)MCP}$  abgebremst. Die hierfür benötigte Zeit wird als vernachlässigbar klein angenommen. Die so abgebremsten Ionen  $X^+$  werden auf Grund der Oberflächenladungen der Kapillarwände bei konstantem Potentialverlauf  $\Phi(y)$  ohne weiteren Energieverlust durch die Kapillaren transferiert. Die Zeiten welche die Ionen  $X^+$  für die Transmission durch die Membranen benötigen sollen zunächst vernachlässigt werden. Abschließend werden die Ionen  $X^+$ , nach durchqueren der restlichen Flugstrecke zwischen der Membranrückseite und den MCP's, am Detektor registriert.
- Im zweiten Modell der Abb. 4-109 c) wird ebenfalls von einer sukzessiven Aufladung der in den Membranen enthaltenen Kapillaren durch auftreffende Ionen  $X^+$  ausgegangen. Im Weiteren wird von einer Aufladung der Membranvorderseite durch die auftreffenden Ionen ausgegangen. Die nachfolgend auf die Membranen auftreffenden Ionen  $X^+$  werden zunächst im elektrostatischen Feld zwischen der Linse  $L_{TOF\ II\ 2}$  und der Membranoberfläche gemäß dem skizzierten Potentialverlauf  $\Phi(y)$  auf die niedrigere kinetische Energie  $E_{kin,Probe(i)MCP}$  abgebremst. Die hierdurch auftretenden Verzögerungszeiten

$\delta t_{s1Probe}(i)$  sind nicht mehr zu vernachlässigen und werden bei den weiteren Simulationen berücksichtigt. Wie zuvor werden die Ionen  $X^+$  nachfolgend ohne weiteren Energieverlust auf Grund der Oberflächenladungen der Kapillarwände bei konstantem Potentialverlauf  $\Phi(y)$  durch die Kapillaren transferiert. Die Transferzeiten durch die Membranen sollen erneut vernachlässigt werden. Die Detektion der Ionen  $X^+$  am Detektor erfolgt gemäß dem ersten Modell nach durchqueren der restlichen Flugstrecke zwischen der Membranrückseite und den MCP's.



**Abb. 4-109 a)** Skizze des simulierten Flugzeit-Massenspektrometers II (TOF II) mit ionenoptischen Linsen  $L_{TOF II 1}$  bis  $L_{TOF II 5}$  (1 bis 5), Probenhalterung  $L_{TOF II Probe}$  (P), dem Flugrohr sowie dem Detektor bestehend aus MCP's und Kollektor. **b)** Skizze zur Simulation: PPX-Membran mit einer Oberflächenladung auf den Kapillarwänden, Abbremsung der Ionen  $X^+$  im Eintrittsbereich in die Kapillaren entsprechend dem Potentialverlauf  $\Phi(y)$ . **c)** Skizze zur Simulation: PPX-Membran mit Oberflächenladung auf der Vorderseite und den Kapillarwänden, Abbremsung der Ionen  $X^+$  im elektrostatischen Feld zwischen  $L_{TOF II 2}$  und Membranvorderseite entsprechend dem Potential  $\Phi(y)$ .

Die gemäß dem ersten Modell zu simulierenden Flugzeiten  $t_{SIM s2}(i)_{Probe}$  für die durch die Membranen transmittierten  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen auf der Flugstrecke  $L_{TOF II Probe} - MCP's$ , d. h. von der Rückseite der Membranen bis zum Detektor, ergeben sich aus Gleichung (4.53). Aus den Simulationen ergeben sich im Weiteren die kinetischen Energien  $E_{kin,Probe}(i)_{MCP}$  der transmittierten  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen.

$$t_{SIM s2}(i)_{Probe} = \Delta t_{X^+;Probe}(i)_V + t_{SIM s2}(i)_V \quad (4.53)$$

$$i \in \{^{39}K^+, ^{133}Cs^+\}$$

Die Werte von  $t_{SIM\ s2}(i)_{Probe}$  und die aus den Simulationen resultierenden kinetischen Energien  $E_{kin,Probe}(i)_{MCP}$  sind in Tab. 4-33 aufgeführt.

**Tab. 4-33** Zu simulierende Flugzeiten  $t_{SIM\ s2}(i)_{Probe}$  für die  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen und die Flugstrecke  $s_2(L_{TOF\ II\ Probe-MCP})$  sowie die daraus resultierenden kinetischen Energien  $E_{kin,Probe}(i)_{MCP}$ .

Probe	$t_{SIM\ s2}(^{39}K^+)_{Probe} / \mu s$	$t_{SIM\ s2}(^{133}Cs^+)_{Probe} / \mu s$	$E_{kin, Probe}(^{39}K^+)_{MCP} / eV$	$E_{kin, Probe}(^{133}Cs^+)_{MCP} / eV$
PPX(716nm)	3.205	4.326	0.480	7.650
PPX(200nm)	3.424	-	0.338	-
Anopore	3.473	-	0.314	-

Die sich aus den Simulationen ergebenden kinetischen Energien  $E_{kin,Probe}(i)_{MCP}$  der transmittierten  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen sind in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Simulationen in Kapitel 4.2.1, S.150ff. und Kapitel 4.2.2, S.183ff.. Für die kinetischen Energien  $E_{kin,Probe}(^{39}K^+)_{MCP}$  der transmittierten  $^{39}K^+$ -Ionen ergeben sich für alle untersuchten Membranen Werte vergleichbarer Größe, für die kinetische Energie  $E_{kin,PPX(716nm)}(^{133}Cs^+)_{MCP}$  der transmittierten  $^{133}Cs^+$ -Ionen wird ein deutlich größerer Wert gefunden.

Im Rahmen des zweiten Modells werden die  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen im elektrostatischen Feld zwischen  $L_{TOF\ II\ 2}$  und der aufgeladenen Membranvorderseite abgebremst. Die sich hieraus ergebenden Verzögerungszeiten  $\delta t_{s1Probe}(i)$  sind durch Gleichung (4.54) bestimmt.

$$\delta t_{s1Probe}(i) = t_{s1Probe}(i)_{Feld} - t_{SIM\ s1}(i)_V$$

$$i \in \{^{39}K^+, ^{133}Cs^+\}$$
(4.54)

Die zu simulierenden Flugzeiten  $t_{SIM\ s2}(i)_{Probe}$  der durch die Membranen transmittierten  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen auf der Flugstrecke  $L_{TOF\ II\ Probe-MCP}$ 's können durch Gleichung (4.55) beschrieben werden.

$$t_{SIM\ s2}(i)_{Probe} = \Delta t_{X^+;Probe}(i)_V + t_{SIM\ s2}(i)_V - \delta t_{s1Probe}(i)$$

$$i \in \{^{39}K^+, ^{133}Cs^+\}$$
(4.55)

Die simulierten Flugzeiten  $t_{s1Probe}(i)_{Feld}$ ,  $t_{SIM\ s2}(i)_{Probe}$  und die hieraus hervorgehenden Verzögerungszeiten  $\delta t_{s1Probe}(i)$  sowie die kinetischen Energien  $E_{kin,Probe}(i)_{MCP}$  der transmittierten  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen zeigt die Tab. 4-34.



**Tab. 4-34** Simulierte Flugzeiten  $t_{s1Probe(i)Feld}$ ,  $t_{SIM\ s2(i)Probe}$  für die  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen und Flugstrecken  $s_1(L_{TOF\ II\ 2-L_{TOF\ II\ Probe})$ ,  $s_2(L_{TOF\ II\ Probe-MCP})$  sowie die daraus resultierenden Verzögerungszeiten  $\delta t_{s1Probe(i)}$  und kinetischen Energien  $E_{kin,Probe(i)MCP}$ .

Probe	$t_{s1Probe(^{39}K^+)Feld} / \mu s$	$\delta t_{s1Probe(^{39}K^+)Probe} / \mu s$	$t_{SIM\ s2(^{39}K^+)Probe} / \mu s$	$E_{kin,Probe(^{39}K^+)MCP} / eV$
PPX(716nm)	0.179	0.078	3.126	0.555
PPX(200nm)	0.180	0.079	3.345	0.380
Anopore	0.180	0.079	3.394	0.353
Probe	$t_{s1Probe(^{133}Cs^+)Feld} / \mu s$	$\delta t_{s1Probe(^{133}Cs^+)Probe} / \mu s$	$t_{SIM\ s2(^{133}Cs^+)Probe} / \mu s$	$E_{kin,Probe(^{133}Cs^+)MCP} / eV$
PPX(716nm)	0.302	0.115	4.213	11.9

In Folge der Abbremsung der  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen im Bereich des elektrostatischen Feldes der Flugstrecke  $s_1(L_{TOF\ II\ 2-L_{TOF\ II\ Probe})$  reduziert sich die Flugzeit  $t_{SIM,s2(i)Probe}$  im Bereich der Flugstrecke  $s_2(L_{TOF\ II\ Probe-MCP})$ . Die resultierenden kinetischen Energien  $E_{kin,Probe(i)MCP}$  erhöhen sich im Vergleich zu den Werten der Tab. 4-33. Die Werte sind weiterhin in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Kapitel 4.2.1, S.150ff. und Kapitel 4.2.2, S.183ff.. Mit den aus den Simulationen erhaltenen kinetischen Energien  $E_{kin,Probe(i)MCP}$  der transmittierten  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen können die Flugzeiten der Ionen durch die Kapillaren im Rahmen der Annahmen der beiden Modelle gemäß Gleichung (4.56) berechnet werden.

$$t_{Flug\ Probe}(i) = \frac{d_{PPX}}{\sqrt{\frac{2 * E_{kin,Probe}(i)_{MCP}}{m_i}}} \quad (4.56)$$

Tab. 4-35 enthält die berechneten Flugzeiten  $t_{FlugProbe(i)}$ . Die Werte der Flugzeiten sind für die PPX-Membranen um ca. zwei Größenordnungen kleiner als das zeitliche Auflösungsvermögen der durch die Elektronik erfassten Flugzeitmassenspektren. Im Falle der untersuchten kommerziellen Membran vom Typ Anopore ist die berechnete Flugzeit  $t_{FlugWM(^{39}K^+)}$  im Grenzbereich des zeitlichen Auflösungsvermögens der Elektronik. Daher können die Flugzeiten der Ionen durch die Kapillaren der Membranen im Rahmen der beiden vorgestellten Modelle des Ionentransports durch die Membranen wie angenommen in erster Näherung vernachlässigt werden.

**Tab. 4-35** Berechnete Flugzeiten  $t_{\text{FlugProbe}}(i)$  der  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen durch die Kapillaren der untersuchten Membranen mit  $d_{\text{PPX}}$  bei kinetischen Energien  $E_{\text{kin,Probe}}(i)_{\text{MCP}}$ .

Probe	$t_{\text{FlugProbe}}(^{39}\text{K}^+) / \text{s}$	$t_{\text{FlugProbe}}(^{133}\text{Cs}^+) / \text{s}$
PPX(716nm)	$4.319 \cdot 10^{-10}$	$1.723 \cdot 10^{-10}$
PPX(200nm)	$1.458 \cdot 10^{-10}$	-
Anopore	$4.538 \cdot 10^{-8}$	-

### Analysen zum Transport von $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen; $\text{Cs}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$ (1:1) Emitter

In diesem Unterkapitel werden äquivalente Analysen zum vorangegangenen Unterkapitel hinsichtlich des Transportes von  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen, welche mit dem  $\text{Cs}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$  (1:1) Emitter generiert wurden, durch PPX-Membranen vorgenommen.

In diesem Fall erhält man für die jeweilige Summe der detektierten Zählraten von  $^{39}\text{K}^+$ - bzw.  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen des Flugzeitmassenspektrums der Abb. 4-106 a) die Werte  $\sum \gamma_X^+(^{39}\text{K}^+) = 2.155 \text{ s}^{-1}$  und  $\sum \gamma_X^+(^{133}\text{Cs}^+) = 404.125 \text{ s}^{-1}$ . Mit Gleichung (4.49) können die jeweiligen prozentualen Anteile der detektierten Zählraten  $\sum \gamma_X^+(i)$ , der beobachteten Ionenspezies von  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen, am Gesamtionensignal bestimmt werden (mit  $i \in \{^{39}\text{K}^+, ^{133}\text{Cs}^+\}$ ). In der Tab. 4-36 sind die prozentualen Anteile der  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen am Gesamtionensignal aufgelistet.

**Tab. 4-36** Prozentuale Anteile der detektierten  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen des Flugzeitmassenspektrums der Abb. 4-106 a).

i	$p_X^+(i) / \%$
$^{39}\text{K}^+$	0.53
$^{133}\text{Cs}^+$	99.47

Im direkten Vergleich der Werte aus Tab. 4-36 mit den entsprechenden Masseanteilen der  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen des Emittermaterials  $\text{Cs}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$  (1:1) der Tab. 4-1 in Kapitel 4.1 wird wiederum ein geringerer Anteil an  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen und ein höherer Anteil an  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen des Flugzeitmassenspektrums der Abb. 4-106 a) beobachtet. Eine

Erklärung hierfür bietet wiederum das aufgezeigte Emissionsverhalten der Emitter (siehe S.208ff). Die sich aus den Flugzeitmassenspektren der Abb. 4-106 b), Abb. 4-107 b) und Abb. 4-108 b) ergebenden Werte für die Summe der detektierten Zählraten der transmittierten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen,  $\sum \gamma_X^+(^{133}\text{Cs}^+)_{\text{Probe}}$ , gibt die Tab. 4-37 wieder. Der Wertebereich der in Tab. 4-37 aufgeführten Zählraten der transmittierten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen weist auch in diesem Fall auf einen Transport einzelner Ionen durch die Membranen hin (siehe hierzu die Abschätzung S183ff.). Auch für die transmittierten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen wird eine Verbreiterung der detektierten Pulse respektive der Flugzeitverteilung der Ionen gegenüber den Pulsbreiten  $\tau_X^+(^{133}\text{Cs}^+)$  der Ionenpulse ohne Membran an  $L_{\text{TOF II Probe}}$  registriert. Die Werte sind in der Tab. 4-27 aufgeführt. Die Verbreiterung ist auf eine größere Dispersion, in Folge der niedrigeren kinetischen Energien, der transmittierten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen zurückzuführen.

**Tab. 4-37** Summe der detektierten Zählraten transmittierter  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen,  $\sum \gamma_X^+(^{133}\text{Cs}^+)_{\text{Probe}}$  aus den Flugzeitmassenspektren der **Abb. 4-106 b)**, **Abb. 4-107 b)** & **Abb. 4-108 b)**.

Probe	$\sum \gamma_X^+(^{133}\text{Cs}^+)_{\text{Probe}} / \text{s}^{-1}$
PPX(716nm)I	$3.342 \cdot 10^{-3}$
PPX(716nm)II	$5.852 \cdot 10^{-3}$
PPX(1.0 $\mu\text{m}$ )	$5.919 \cdot 10^{-3}$

Die Anteile der durch die Membranen transmittierten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen in Bezug auf die detektierten Zählraten ohne Membran  $\sum \gamma_X^+(^{133}\text{Cs}^+)$  sind wiederum durch Gleichung (4.50) bestimmbar, wobei im vorliegenden Fall  $i \in \{^{133}\text{Cs}^+\}$  gilt. Die berechneten Anteile sind in Tab. 4-38 aufgeführt.

**Tab. 4-38** Anteile der jeweils transmittierten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen bezüglich der zugehörigen Summe der detektierten Zählraten ohne Membran  $\sum \gamma_X^+(^{133}\text{Cs}^+)$  aus den gezeigten Flugzeitmassenspektren der **Abb. 4-106 a), b)**, **Abb. 4-107 a), b)** & **Abb. 4-108 a), b)**.

Probe	$\Gamma_{\text{Probe}}(^{133}\text{Cs}^+)$
PPX(716nm)I	$8.270 \cdot 10^{-6}$
PPX(716nm)II	$1.448 \cdot 10^{-5}$
PPX(1.0 $\mu\text{m}$ )	$1.465 \cdot 10^{-5}$

Wie bereits in Tab. 4-30 sind auch hier, in Tab. 4-38, die Werte für die Anteile der durch die Membranen transmittierten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen  $\Gamma_{\text{Probe}}(^{133}\text{Cs}^+)$  im Vergleich zu den Zählraten der  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen ohne Membran  $\sum \gamma_X^+(^{133}\text{Cs}^+)$  erwartungsgemäß klein, in diesem Fall findet man eine Reduzierung um ca. 5 Größenordnungen. Im Vergleich zu den Werten  $\Gamma_{\text{Probe}}(^{39}\text{K}^+)$  der durch die PPX-Membranen transmittierten Anteile an  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen in Tab. 4-30 werden hier um einen Faktor von  $\approx 7$  bis  $\approx 49$  größere Werte für die Anteile  $\Gamma_{\text{Probe}}(^{133}\text{Cs}^+)$  an transmittierten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen beobachtet.

Die Flugzeitdifferenzen  $\Delta t_{X^+; \text{Probe}}(^{133}\text{Cs}^+)_V$  zwischen den Flugzeiten der detektierten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen aus Abb. 4-106 a) und den durch die Membranen transmittierten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen der Abb. 4-106 b), Abb. 4-107 b) und Abb. 4-108 b) werden gemäß der Gleichung (4.57) bestimmt und sind in Tab. 4-39 aufgeführt.

$$\Delta t_{X^+; \text{Probe}}(^{133}\text{Cs}^+)_V = t_{X^+; \text{Probe}}(^{133}\text{Cs}^+)_V - t_{X^+}(^{133}\text{Cs}^+)_V \quad (4.57)$$

**Tab. 4-39** Flugzeitdifferenzen  $\Delta t_{X^+; \text{Probe}}(^{133}\text{Cs}^+)_V$  nach Gleichung (4.57) aus den Flugzeitmassenspektren der **Abb. 4-106 a), b)**, der **Abb. 4-107 a), b)** und der **Abb. 4-108 a), b)**.

Probe	$\Delta t_{X^+; \text{Probe}}(^{133}\text{Cs}^+)_V$ / $\mu\text{s}$
PPX(716nm)I	1.065
PPX(716nm)II	0.968
PPX(1.0 $\mu\text{m}$ )	1.162

Die Werte für die Flugzeitdifferenzen  $\Delta t_{X^+;Probe}({}^{133}\text{Cs}^+)_V$  der  ${}^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen in Tab. 4-39 sind vergleichbar zum Wert der Flugzeitdifferenz  $\Delta t_{X^+;PPX(716nm)}({}^{133}\text{Cs}^+)_V$  in Tab. 4-31 und kleiner als die Flugzeitdifferenzen der  ${}^{39}\text{K}^+$ -Ionen  $\Delta t_{X^+;Probe}({}^{39}\text{K}^+)_V$  der Tab. 4-31. Die Flugzeitdifferenzen  $\Delta t_{X^+;PPX(716nm)I}({}^{133}\text{Cs}^+)_V$  und  $\Delta t_{X^+;PPX(716nm)II}({}^{133}\text{Cs}^+)_V$  weisen in ihren Werten nur eine geringe Differenz auf, womit im Rahmen des zeitlichen Auflösungsvermögens der Flugzeitmassenspektren von  $48\text{ns}$  eine gute Reproduzierbarkeit der Transmissionsmessungen festgestellt werden kann. Wie bereits für die Flugzeitdifferenzen der  ${}^{39}\text{K}^+$ -Ionen der Tab. 4-31 weisen auch die Flugzeitdifferenzen der  ${}^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen,  $\Delta t_{X^+;Probe}({}^{133}\text{Cs}^+)_V$  in Tab. 4-39, keine signifikante Abhängigkeit von der Dicke  $d_{PPX}$  der PPX-Membranen auf.

Die kinetische Energie der durch die Vorderflanke der gepulsten Spannung  $U_{P3}$  erzeugten Ionenpulse aus  ${}^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen können gemäß der Gleichung (4.52) bestimmt werden. Im vorliegenden Fall ergibt sich bei einer Spannung von  $U_{P3}=200\text{V}$ , einer Repellerspannung  $U_{Rep}=500\text{V}$ , dem Plattenabstand des Ablenkplattenpaares P3-P4  $d=2\text{cm}$ , einem halben Strahldurchmesser  $x_B=1.5\text{mm}$  und einer effektiven statischen Plattenlänge  $a_{eff}^{stat}\approx 2.5\text{cm}$  für die  ${}^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen der erzeugten Ionenpulse eine kinetische Energie von  $E_{kin;V}(U_{P3},x_B)=581.22\text{eV}$ .

Mit den experimentell bestimmten Flugzeitdifferenzen  $\Delta t_{X^+;Probe}({}^{133}\text{Cs}^+)_V$  aus Tab. 4-39 der untersuchten PPX-Membranen und der berechneten kinetischen Energie  $E_{kin;V}(U_{P3},x_B)$  der  ${}^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen wurden, zur Bestimmung der Flugzeiten der transmittierten  ${}^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen und der hieraus folgernden kinetischen Energien der  ${}^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen, mit SIMION Simulationen durchgeführt. Die Analysen und Simulationen folgen den im vorherigen Unterkapitel, Abb. 4-109 b), c), vorgestellten beiden Modellen für den Ionen-transport durch die Membranen (S.262ff.). Wiederum werden in einem ersten Schritt der Simulationen die Flugzeiten  $t_{SIM\ s1}({}^{133}\text{Cs}^+)_V$  und  $t_{SIM\ s2}({}^{133}\text{Cs}^+)_V$  der  ${}^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen, mit einer kinetischen Energie  $E_{kin;V}(U_{P3},x_B)=581.22\text{eV}$ , für die Strecken  $s_1(L_{TOF\ II\ 2}-L_{TOF\ II\ Probe})$  und  $s_2(L_{TOF\ II\ Probe}-MCP)$  bestimmt. Die Potentiale der ionenoptischen Elemente des simulierten Bereiches der Flugstrecke des Flugzeit-Massenspektrometers II (TOF II) sind identisch zu den Potentialen des vorherigen Unterkapitels. Es gilt:  $U(L_{TOF\ II\ 1})=U(L_{TOF\ II\ 2})=U(L_{TOF\ II\ Probe})=0\text{V}$ ,  $U(L_{TOF\ II\ 3})=-1000\text{V}$ ,  $U(L_{TOF\ II\ 4})=U(L_{TOF\ II\ 5})=U(L_{TOF\ II\ Flugrohr})=-2400\text{V}$  und  $U_{MCP,s}=-1850\text{V}$  (Abb. 4-109 a)). Dies simuliert wie gezeigt die experimentelle Situation des Flugzeitmassenspektrums in Abb. 4-106 a), bei Abwesenheit einer Membran am Probenhalter  $L_{TOF\ II\ Probe}$ . Aus der Simulation werden für die Flugzeiten  $t_{SIM\ s1}({}^{133}\text{Cs}^+)_V$  und  $t_{SIM\ s2}({}^{133}\text{Cs}^+)_V$  die Werte der Tab. 4-40 erhalten.

**Tab. 4-40** Simulierte Flugzeiten  $t_{SIM\ s1}(^{133}\text{Cs}^+)_V$  und  $t_{SIM\ s2}(^{133}\text{Cs}^+)_V$  für die Flugstrecken  $s_1(L_{TOF\ II\ 2} - L_{TOF\ II\ Probe})$  und  $s_2(L_{TOF\ II\ Probe} - MCP)$  bei einer kinetischen Energie der  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen von  $E_{kin,V}(U_{P3}, x_B) = 581.22\text{eV}$ .

$t_{SIM\ s1}(^{133}\text{Cs}^+)_V / \mu\text{s}$	$t_{SIM\ s2}(^{133}\text{Cs}^+)_V / \mu\text{s}$
0.181	3.374

Gemäß dem ersten vorgestellten Modell des Transportes auf S.262ff. und Abb. 4-109 b) werden die Flugzeiten  $t_{SIM\ s2}(^{133}\text{Cs}^+)_{Probe}$  für die durch die Membranen transmittierten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen auf der Flugstrecke  $L_{TOF\ II\ Probe} - MCP$ 's, d. h. von der Rückseite der Membranen bis zum Detektor, simuliert. Die zu simulierenden Flugzeiten sind gemäß der Gleichung (4.58) bestimmt, die Werte hierzu sind in Tab. 4-41 aufgelistet. Aus den Simulationen gehen die kinetischen Energien  $E_{kin,Probe}(^{133}\text{Cs}^+)_{MCP}$  in Tab. 4-41 hervor.

$$t_{SIM\ s2}(^{133}\text{Cs}^+)_{Probe} = \Delta t_{X^+;Probe}(^{133}\text{Cs}^+)_V + t_{SIM\ s2}(^{133}\text{Cs}^+)_V \quad (4.58)$$

**Tab. 4-41** Zu simulierende Flugzeiten  $t_{SIM\ s2}(^{133}\text{Cs}^+)_{Probe}$  für die  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen und die Flugstrecke  $s_2(L_{TOF\ II\ Probe} - MCP)$  sowie die daraus resultierenden kinetischen Energien  $E_{kin,Probe}(^{133}\text{Cs}^+)_{MCP}$ .

Probe	$t_{SIM\ s2}(^{133}\text{Cs}^+)_{Probe} / \mu\text{s}$	$E_{kin,Probe}(^{133}\text{Cs}^+)_{MCP} / \text{eV}$
PPX(716nm)I	4.439	5.26
PPX(716nm)II	4.342	7.22
PPX(1.0 $\mu\text{m}$ )	4.536	4.0

Die sich aus den Simulationen ergebenden kinetischen Energien  $E_{kin,Probe}(^{133}\text{Cs}^+)_{MCP}$  der transmittierten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen sind in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Simulationen in Kapitel 4.2.1, S.150ff. und Kapitel 4.2.2, S.183ff.. Die Werte der kinetischen Energien  $E_{kin,Probe}(^{133}\text{Cs}^+)_{MCP}$  der transmittierten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen in Tab. 4-41 sind für alle untersuchten PPX-Membranen von vergleichbarer Größe und liegen im Bereich von einigen Elektronenvolt. Die hier gefundenen Werte bestätigen im Weiteren den Wert der kinetischen Energie  $E_{kin,PPX(716nm)}(^{133}\text{Cs}^+)_{MCP}$  in Tab. 4-33. Im Vergleich zu den Werten der kinetischen Energien  $E_{kin,Probe}(^{39}\text{K}^+)_{MCP}$  der transmittierten  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen der Tab. 4-33 ergeben sich damit für die Werte der kinetischen Energien

$E_{kin,Probe}(^{133}\text{Cs}^+)_{MCP}$  der transmittierten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen deutlich größere Werte. Die Differenz liegt im Bereich von einer Größenordnung.

Im Rahmen des zweiten Modells, Abb. 4-109 c), werden die  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen im elektrostatischen Feld zwischen  $L_{TOF II 2}$  und der aufgeladenen Membranvorderseite abgebremst. Daraus ergeben sich im vorliegenden Fall Verzögerungszeiten  $\delta t_{s1Probe}(^{133}\text{Cs}^+)$  welche durch die Gleichung (4.59) bestimmt sind.

$$\delta t_{s1Probe}(^{133}\text{Cs}^+) = t_{s1Probe}(^{133}\text{Cs}^+)_{Feld} - t_{SIM s1}(^{133}\text{Cs}^+)_{V} \quad (4.59)$$

Entsprechend den Überlegungen des vorangegangenen Unterkapitels können die zu simulierenden Flugzeiten  $t_{SIM s2}(^{133}\text{Cs}^+)_{Probe}$  der durch die Membranen transmittierten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen für die Flugstrecke  $L_{TOF II Probe} - MCP$ 's durch die Gleichung (4.60) beschrieben werden.

$$t_{SIM s2}(^{133}\text{Cs}^+)_{Probe} = \Delta t_{X^+;Probe}(^{133}\text{Cs}^+)_{V} + t_{SIM s2}(^{133}\text{Cs}^+)_{V} - \delta t_{s1Probe}(^{133}\text{Cs}^+) \quad (4.60)$$

Die Tab. 4-42 gibt die simulierten Flugzeiten  $t_{s1Probe}(^{133}\text{Cs}^+)_{Feld}$ ,  $t_{SIM s2}(^{133}\text{Cs}^+)_{Probe}$  und die daraus gefolgerten Verzögerungszeiten  $\delta t_{s1Probe}(^{133}\text{Cs}^+)$  sowie die kinetischen Energien  $E_{kin,Probe}(^{133}\text{Cs}^+)_{MCP}$  der transmittierten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen wieder.

**Tab. 4-42** Simulierte Flugzeiten  $t_{s1Probe}(^{133}\text{Cs}^+)_{Feld}$ ,  $t_{SIM s2}(^{133}\text{Cs}^+)_{Probe}$  für die  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen und Flugstrecken  $s_1(L_{TOF II 2} - L_{TOF II Probe})$ ,  $s_2(L_{TOF II Probe} - MCP)$  sowie die daraus resultierenden Verzögerungszeiten  $\delta t_{s1Probe}(^{133}\text{Cs}^+)$  und kinetischen Energien  $E_{kin,Probe}(^{133}\text{Cs}^+)_{MCP}$ .

Probe	$t_{s1Probe}(^{133}\text{Cs}^+)_{Feld} / \mu\text{s}$	$\delta t_{s1Probe}(^{133}\text{Cs}^+)_{Probe} / \mu\text{s}$	$t_{SIM s2}(^{133}\text{Cs}^+)_{Probe} / \mu\text{s}$	$E_{kin, Probe}(^{133}\text{Cs}^+)_{MCP} / \text{eV}$
PPX(716nm)I	0.299	0.118	4.322	7.75
PPX(716nm)II	0.294	0.113	4.231	11.0
PPX(1.0 $\mu\text{m}$ )	0.303	0.122	4.413	5.7

Durch die Abbremsung der  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen im Bereich des elektrostatischen Feldes der Flugstrecke  $s_1(L_{TOF II 2} - L_{TOF II Probe})$  reduziert sich die Flugzeit  $t_{SIM s2}(^{133}\text{Cs}^+)_{Probe}$  für die nachfolgende Flugstrecke  $s_2(L_{TOF II Probe} - MCP)$ . Die sich hieraus ergebenden kinetischen Energien  $E_{kin,Probe}(^{133}\text{Cs}^+)_{MCP}$  der transmittierten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen erhöhen sich im Vergleich zu den Werten der Tab. 4-41, d. h. ohne die Annahme einer elektrostatischen Aufladung der Membranvorderseite. Die erhaltenen Werte sind in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Kapitel 4.2.1, S.150ff. und Kapitel 4.2.2, S.183ff.. Auch unter der Annahme dieses zweiten Modells für den Ionentransport durch die PPX-Membranen (S.262ff.) ergeben sich für die kinetischen Energien der transmittierten

$^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen Werte welche um ca. eine Größenordnung größer sind im Vergleich zu den Werten für die kinetischen Energien der transmittierten  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen (Tab. 4-34 & Tab. 4-42). Mit den aus den Simulationen erhaltenen Energien  $E_{kin,Probe}(^{133}\text{Cs}^+)_{MCP}$  der transmittierten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen können die Flugzeiten der Ionen durch die Kapillaren im Rahmen der beiden vorgestellten Modelle gemäß Gleichung (4.61) berechnet werden.

$$t_{Flug\ Probe}(^{133}\text{Cs}^+) = \frac{d_{PPX}}{\sqrt{\frac{2 * E_{kin,Probe}(^{133}\text{Cs}^+)_{MCP}}{m_{^{133}\text{Cs}^+}}}} \quad (4.61)$$

In Tab. 4-43 wurden die berechneten Flugzeiten  $t_{FlugProbe}(^{133}\text{Cs}^+)$  aufgelistet. Wie bereits für die entsprechenden Flugzeiten  $t_{FlugProbe}(i)$  der Tab. 4-35 sind die Werte der Flugzeiten  $t_{FlugProbe}(^{133}\text{Cs}^+)$  um ca. zwei Größenordnungen kleiner als das zeitliche Auflösungsvermögen der durch die Elektronik erfassten Flugzeitmassenspektren. Daher können diese, auch hier, im Rahmen der beiden vorgestellten Modelle des Ionen-transportes durch die Membranen vernachlässigt werden.

**Tab. 4-43** Berechnete Flugzeiten  $t_{FlugProbe}(^{133}\text{Cs}^+)$  der  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen durch die Kapillaren der untersuchten Membranen mit den Dicken  $d_{PPX}$  bei kinetischen Energien  $E_{kin,Probe}(^{133}\text{Cs}^+)_{MCP}$ .

Probe	$t_{FlugProbe}(^{133}\text{Cs}^+) / \text{s}$
PPX(716nm)I	$2.135 * 10^{-10}$
PPX(716nm)II	$1.792 * 10^{-10}$
PPX(1.0 $\mu\text{m}$ )	$3.476 * 10^{-10}$

Die in den vorangegangenen Unterkapiteln vorgestellten experimentellen Ergebnisse und Analysen, zum zeitaufgelösten Transport von  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen durch PPX-Membranen, bestätigen die Ergebnisse und Analysen aus den Kapiteln 4.2.1 und 4.2.2. Im hier untersuchten Falle einer Repellerspannung von  $U_{Rep}=500\text{V}$  wird der Transport einzelner  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen durch die Membranen von unterschiedlicher Dicke  $d_{PPX}$  beobachtet. Die aus dem Transportprozess resultierenden kinetischen Energien der transmittierten  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen  $E_{kin,Probe}(^{39}\text{K}^+)_{MCP}$  und  $E_{kin,Probe}(^{133}\text{Cs}^+)_{MCP}$  erweisen sich, im Rahmen der Messungenauigkeiten, als unabhängig von der Dicke  $d_{PPX}$  der jeweilig verwendeten Membran. Die Simulationen unter Annahme der beiden vorgestellten Modelle der Abb. 4-109 b) und Abb. 4-109 c) führen hierbei zu kinetischen Energien der  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen im Bereich von  $E_{kin,Probe}(^{39}\text{K}^+)_{MCP} \approx 300\text{meV}-600\text{meV}$



und für die transmittierten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen zu kinetischen Energien im Bereich von  $E_{kin,Probe}(^{133}\text{Cs}^+)_{MCP} \approx 4-12\text{eV}$ . Dies ist in guter Übereinstimmung zu den in Kapitel 4.2.2, S.183ff. vorgestellten Abschätzungen und dem Modell des Ionentransportes. Im Rahmen der hier vorgestellten Modelle zeigen die Analysen und Simulationen das der Transport der  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen im Wesentlichen durch den Ladungszustand der Membranen bestimmt wird. Konkrete Experimente zur Auf- und Entladedynamik der PPX-Membranen und deren Einfluss auf den Transport der Ionen durch die Membranen sind zum gegenwärtigen Zeitpunkt in Vorbereitung.



## 5 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden erstmalig Untersuchungen zum zeitaufgelösten Transport von einfach geladenen Alkaliionen durch freistehend präparierte Poly-para-Xylylen-Membranen im Ultrahochvakuum durchgeführt. Dabei konnten neue Erkenntnisse über die Transportmechanismen von Alkaliionen durch Membranen mit isolierenden Eigenschaften gewonnen werden. Unter Verwendung von gepulsten  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionenstrahlen mit jeweiligen Pulsbreiten  $\tau_X^+ < 1\mu\text{s}$  wurde hierzu konkret der Transport von  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen mit kinetischen Energien  $E_{kin}=541.46\text{eV}$  und von  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen mit kinetischen Energien  $E_{kin}=581.22\text{eV}$  durch PPX-Membranen von unterschiedlicher Dicke im Bereich  $d_{PPX}=200\text{nm}-1.0\mu\text{m}$  untersucht. Für den Anteil der durch die PPX-Membranen transmittierten  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen werden Werte im Bereich von  $3\cdot 10^{-7}$  bis  $1\cdot 10^{-6}$  und für die transmittierten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen Werte im Bereich von  $8\cdot 10^{-6}$  bis  $1.5\cdot 10^{-5}$  bestimmt. Im Rahmen der Analysen werden für die kinetischen Energien der transmittierten  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen Werte im Bereich von  $300\text{meV}-600\text{meV}$  und für die kinetischen Energien der transmittierten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen Werte im Bereich von  $4-12\text{eV}$  gefunden. In Übereinstimmung mit den experimentellen Daten und Simulationsrechnungen konnte für den Transport der  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen durch die PPX-Membranen ein Modell entwickelt werden. Hierbei wird von einer Transmission einzelner Ionen durch die mit Oberflächenladungen versehenen Kapillaren und Porositäten der Membranen ausgegangen.

Zu ersten Experimenten hinsichtlich des Transportes von Alkaliionen durch PPX-Membranen wurde die in Kapitel 3.1, Abb. 3-2 vorgestellte Apparatur entwickelt und aufgebaut. Unter Verwendung eines kommerziellen thermionischen Alkaliionenemitters der Firma AMD Intectra GmbH wurden erste Untersuchungen mit einem kontinuierlichen Ionenstrahl durchgeführt. Für PPX-Membranen mit Dicken von  $d_{PPX}=112\text{nm}$  und  $d_{PPX}=2.8\mu\text{m}$  wurde bei kinetischen Energien im Bereich von  $E_{kin}=150\text{eV}$  bis  $1150\text{eV}$  die Transmission von Alkaliionen durch die PPX-Membranen beobachtet. Simulationen mit  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen, welche nach Transmission durch die Membranen eine kinetische Energie von  $E_{kin}=10\text{eV}$  aufweisen, sind in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen. Neben der Transmission von Alkaliionen durch die PPX-Membranen wurden sekundär erzeugte Elektronen beobachtet. Dabei konnte zwischen niederenergetischen und höherenergetischen Sekundärelektronen unterschieden werden. Für die niederenergetischen Elektronen können kinetische Energien im Bereich von  $E_{kin}\leq 5\text{eV}$  angegeben werden. Die Entstehung der niederenergetischen Elektronen kann hierbei im wesentlichen auf die Neutralisation der auf die PPX-Membranen auftreffenden Alkaliionen und anschließende Transmission durch die Membranen zurück-

geführt werden. Dies ist in guter Übereinstimmung mit zahlreichen Publikationen im Bereich der Wechselwirkung von Ionen mit Oberflächen [34,230]. Der Entstehungsprozess der beobachteten höherenergetischen sekundären Elektronen ist zum gegenwärtigen Zeitpunkt Gegenstand weiterer experimenteller Untersuchungen.

In weiteren Experimenten wurden erste Untersuchungen mit einem gepulsten Alkaliionenstrahl durchgeführt. Hierzu wurde ein elektrischer Spiegel konstruiert und entwickelt mit dessen Hilfe Ionenpulse mit Pulsbreiten im Bereich von  $\Delta\tau=1.5\mu s$  bis  $10\mu s$  generiert werden konnten. Unter weiterer Verwendung des kommerziellen thermionischen Emitters wurde bei Pulsbreiten von  $\Delta\tau=8\mu s$ ,  $4\mu s$  und  $2\mu s$  und kinetischen Energien von  $E_{kin}\approx 400eV$ ,  $500eV$  und  $750eV$  der emittierten  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen, deren Transport durch eine PPX-Membran mit einer Dicke von  $d_{PPX}=2.8\mu m$  untersucht. Simulationen ergaben eine Obergrenze für die kinetischen Energien der transmittierten  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen von  $E_{kin}\leq 100eV$ . Im Weiteren wurden auch in diesen Experimenten sekundär erzeugte niederenergetische und höherenergetische Elektronen beobachtet.

Als nachteilig bei diesen ersten Untersuchungen erwies sich zum einen die Verwendung des kommerziellen thermionischen Emitters. Dieser verhinderte auf Grund seiner technischen Ausführung die Generierung von Alkaliionen mit kinetischen Energien von  $E_{kin}>300eV$ , weshalb eine zusätzliche Nachbeschleunigung der Ionen im Bereich der Probenhalterung der PPX-Membranen notwendig war. Im Rahmen der Untersuchungen mit gepulstem Ionenstrahl erwiesen sich die Massenanteile von  $\approx 11\%$  an  $^{39}K^+$ -Ionen und von  $84.39\%$  an  $^{133}Cs^+$ -Ionen in der Emission des kommerziellen Emitters als Nachteil in Bezug auf die zeitliche Auflösung der untersuchten Flugzeitmassenspektren. Zum anderen konnten mit dem, zur Generierung der Ionenpulse verwandten, elektrischen Spiegel aus physikalischen und technischen Gründen keine Ionenpulse mit Pulsbreiten  $\Delta\tau<1\mu s$  erzeugt werden.

Hieraus ergaben sich für die weiterführenden Untersuchungen zum zeitaufgelösten Transport von Alkaliionen durch PPX-Membranen, die folgenden Entwicklungen und Modifikationen der Apparatur:

- Entwicklung und Aufbau einer thermionischen Ionenquelle einschließlich eines ionenoptischen Linsensystems zur Generierung von Alkaliionen mit kinetischen Energien im Bereich von  $E_{kin}=0 - 3000eV$
- Entwicklung und Charakterisierung von geeigneten thermionischen Emittermaterialien zur separaten Emission von  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen mit jeweiligen Masseanteilen von  $> 95\%$
- Neukonstruktion, Aufbau und Charakterisierung einer Ionenoptik und eines Ablenkplattensystems zur Generierung von Alkaliionenpulsen mit Pulsbreiten

im Bereich  $\Delta\tau \approx 100ns$  bis  $1\mu s$  einschließlich der zugehörigen Steuerelektronik und UHV-Zwischenkammer

- Entwicklung einer PC gestützten Elektronik zur Optimierung und Steuerung der Ionenoptiken der Ionenquelle und der Zwischenkammer zur Erzeugung eines kontinuierlichen bzw. gepulsten Alkaliionenstrahls

In Kooperation mit der Arbeitsgruppe von Herrn Prof. Dr. B. Harbrecht wurden geeignete Emitttermaterialien entwickelt. Die anschließende Charakterisierung der neuen Alkaliionenemitter zeigte zum einen das typische Verhalten der Stromdichte  $J$  thermionischer Emitter in Abhängigkeit von der Emitttertemperatur, respektive vom Heizstrom  $I_{Heiz}$ , gemäß dem Gesetz von Richardson-Dushman. Zum anderen konnte in dieser Arbeit zum ersten Mal das Verhalten der Ionenstromdichte  $J$  thermionischer Emitter in Abhängigkeit von der Repellerspannung  $U_{Rep}$  im Übergangsbereich zwischen dem Emissionsverhalten für niedrige Spannungen, gemäß der  $(U_{Rep})^{1/2}$  Abhängigkeit nach dem Langmuir-Child-Gesetz, und dem Emissionsverhalten für hohe Spannungen, gemäß der  $(U_{Rep})^{3/2}$  Abhängigkeit nach der Schottky-Gleichung, beobachtet werden. Für die hier charakterisierten  $^{39}K^+$ -,  $^{85}Rb^+$ - und  $^{87}Rb^+$ - sowie  $^{133}Cs^+$ -Ionen-Emitter der Emitttermaterialien  $K[AlSi_2O_6]:Mo$  (1:4),  $Rb[AlSi_2O_6]:Mo$  (1:4) und  $Cs[AlSi_2O_6]:Mo$  (1:2) wurden, bei einer konstanten Repellerspannung von  $U_{Rep}=30V$ , in guter Übereinstimmung mit der Literatur [55,57,221], die Austrittsarbeiten  $\Phi$  und die Emissionskonstanten  $A$  aus Tab. 5-1 gefunden. Bei einer konstanten Emitttertemperatur von  $T=815.5K$ , respektive einem konstanten Heizstrom  $I_{Heiz}=3.2A$ , ergaben sich in Übereinstimmung mit Werten aus der Literatur [57], die Schottky-Temperaturen  $T_s$  der Tab. 5-1.

**Tab. 5-1** Austrittsarbeit  $\Phi$  und Emissionskonstante  $A$  bei konstanter Repellerspannung von  $U_{Rep}=30V$ , sowie Schottky Temperatur  $T_s$  bei konstanter Temperatur von  $T=815.5K$ , bzw. konstantem Heizstrom  $I_{Heiz}=3.2A$ , für die Emitttermaterialien  $K[AlSi_2O_6]:Mo$  (1:4),  $Rb[AlSi_2O_6]:Mo$  (1:4) und  $Cs[AlSi_2O_6]:Mo$  (1:2).

Emitttermaterial	$\Phi$ ( $U_{Rep} = 30V$ ) / eV	$A$ / $Acm^{-2}K$	$T_s$ ( $T = 815.5 K$ ) / K
$K[AlSi_2O_6]:Mo$ (1:4)	1.0	1090	1384.59
$Rb[AlSi_2O_6]:Mo$ (1:4)	1.27	1920	1374.48
$Cs[AlSi_2O_6]:Mo$ (1:2)	0.88	1505	1259.14

Im Temperaturbereich von  $T \approx 640K$  bis  $910K$  und bei einer konstanten Repellerspannung von  $U_{Rep}=30V$  wurden Ionenstromdichten von  $J_0 \approx 2.26 \cdot 10^{-9} Acm^{-2}$  bis  $6.55 \cdot 10^{-7} Acm^{-2}$  für die in dieser Arbeit charakterisierten Emitttermaterialien registriert.

Die Charakterisierung der, durch das neu konstruierte und aufgebaute Ablenkplattensystem, die Ionenoptik und Steuerelektronik der UHV-Zwischenkammer, erzeugten gepulsten Alkaliionenstrahlen ergaben, unter Verwendung der neuen Emittoren  $\text{K}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$  (1:4) und  $\text{Cs}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$  (1:2), Pulsbreiten der  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionenpulse im Bereich von  $\Delta\tau \approx 1\mu\text{s}$  bis  $\approx 50\text{ns}$ . Es konnte gezeigt werden, dass die Dispersion der erzeugten Ionenpulse für den Bereich kinetischer Energien der Ionen von  $E_{\text{kin}} < 1000\text{eV}$  der limitierende Faktor bei der Generierung kurzer Ionenpulse ist.

Hiermit wurde es erstmals möglich, in den anschließenden Experimenten den zeitaufgelösten Transport von  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen durch PPX-Membranen zu untersuchen. Das aus den anschließenden Analysen und Simulationen hervorgehende Modell des Transportes der  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen durch die PPX-Membranen weist Übereinstimmungen mit den Untersuchungen von N. Stolterfoht und R. Hellhammer zur geführten Transmission hochgeladener Ionen durch Nanokapillaren in PET-Folien auf [27,143,144,158,159,270]. Im Unterschied zur vorliegenden Arbeit wurden dort hochgeladene Ionen eines kontinuierlichen Ionenstrahls mit kinetischen Energien der Ionen im Bereich von  $E_{\text{kin}} = 3\text{keV}$  bis  $40\text{keV}$  verwandt. Im weiteren Gegensatz zu dieser Arbeit wurde der dort auftretende Transportmechanismus an in die PET-Folien eingearbeiteten Nanokapillaren mit bekannten Durchmessern  $\varnothing_{\text{KapPET}} = 100\text{nm}$  und  $200\text{nm}$  untersucht.

Die in dieser Arbeit gewonnenen neuartigen Erkenntnisse über den Transport von Alkaliionen durch PPX-Membranen weisen im weiteren darauf hin, dass der Transportmechanismus wesentlich durch die Oberflächenladungen an den Kapillarwänden und den Oberflächen der Membranen und deren statisches oder dynamisches Verhalten beeinflusst wird.

## 6 Ausblick

Aus den aus dieser Arbeit hervorgehenden neuen Erkenntnissen hinsichtlich des Transportes von Alkaliionen durch PPX-Membranen erwachsen neue Fragestellungen für zukünftige Experimente.

Zur Erweiterung der hier aufgezeigten Modellvorstellung des Transportes von Ionen durch Membranen wäre in direkter Nachfolge die Frage zu beantworten welche konkreten Oberflächenladungen und -ladungszustände der Kapillarwände sowie der Vorder- und eventuell auch der Rückseite der Membranen den Transport beeinflussen. Hierzu gehört die gesamte Fragestellung zur Dynamik des Prozesses der Auf- und Entladung der Kapillaren und Oberflächen in Abhängigkeit von der kinetische Energie der Ionen und der Ladungsträgerdichte der durch einen kontinuierlichen oder gepulsten Ionenstrahl in die Membranen eingetragenen Ionen. Experimentell erscheint es hierzu zunächst notwendig, die momentan durch die Ionenemitter bereitgestellte Stromdichte  $J$  weiter zu erhöhen oder diese Untersuchungen in einem separaten Aufbau mit wesentlich verkürzter Flugstrecke zwischen Ionenquelle und Membranhaltung durchzuführen. Eine Verkürzung der Flugstrecke zwischen Ionenquelle und Probenhalterung würde zur Vermeidung von Verlusten im Bereich der Blenden der Zwischenkammer führen, würde aber die Untersuchungen in diesem Fall auf Experimente mit einem kontinuierlichen Ionenstrahl reduzieren. Die Verwendung eines ortsauflösenden Detektors, z. Bsp. IMCP's, könnten in Transmissionsexperimenten mögliche Ladungsverteilungen an den Membranoberflächen experimentell zugänglich machen.

Simulationen und analytische Berechnungen haben sich im Rahmen dieser Arbeit als ein nützliches Werkzeug zur Beantwortung von Fragestellungen erwiesen. Im speziellen erscheint die Frage zur Oberflächenladung der Kapillarwände sowie im Bereich der Eintrittsöffnung der Kapillaren und die hieraus resultierenden Potentiale für das weitere Verständnis des Transportes der Ionen durch die Membranen wichtig und durch analytische Berechnungen und Simulationen zugänglich zu sein.

Die Messungen und Ergebnisse zum zeitaufgelösten Transport von  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen durch eine kommerzielle Membran der Firma Whatman vom Typ Anopore in dieser Arbeit zeigten das der Transportmechanismus bei andere Materialien und Membranen, hier im speziellen einer Membran aus  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , beobachtet werden konnte. Interessant ist in diesem Zusammenhang die Frage nach der Abhängigkeit des Transports der Ionen durch die Membranen von den jeweiligen Materialeigenschaften, hier konkret der Oberflächenleitfähigkeit. Hierzu sind in naher Zukunft weitere Untersuchungen mit Membranen anderen Typs und aus anderen Materialien geplant.

Ein weiteres Ergebnis dieser Arbeit zeigte, im Falle des zeitaufgelösten Transportes, dass die transmittierten  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen im Vergleich zu den transmittierten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen eine geringere kinetische Energie aufweisen. Zu klären wäre an dieser Stelle die Frage ob dieser Effekt auch bei anderen Alkaliionen, z. Bsp. bei  $^7\text{Li}^+$  und  $^{23}\text{Na}^+$ , beobachtet werden kann.

Im Hinblick auf weitere Experimente zum zeitaufgelösten Transport von  $^7\text{Li}^+$ -Ionen und  $^{23}\text{Na}^+$ -Ionen durch Membranen werden gegenwärtig in Kooperation mit der Arbeitsgruppe von Herrn Prof. Dr. B. Harbrecht entsprechend geeignete Emitttermaterialien untersucht. Von generellem Interesse ist in diesem Zusammenhang die anschließende Charakterisierung dieser neuen Emitttermaterialien, konkret deren Abhängigkeiten von der Emitttertemperatur  $T$ , respektive dem Heizstrom  $I_{\text{Heiz}}$ , und der Repellerspannung  $U_{\text{Rep}}$  sowie die hieraus abzuleitenden Größen der Austrittsarbeit  $\Phi$ , der Emissionskonstanten  $A$  und der Schottky Temperatur  $T_s$ , so wie sie in dieser Arbeit bereits für die hier vorgestellten Emitttermaterialien durchgeführt wurde. Wie in dieser Arbeit gezeigt wurde, war der von D. C. Palmer [81-85] beobachtete Übergang des Kalium-Leucites  $\text{K}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]$  von der tetragonalen Phase zur kubischen Hochtemperaturphase im Temperaturbereich von  $T=943\text{K}$  bis  $963\text{K}$  für die hier untersuchten Kalium Emitttermaterialien an Hand der gemessenen Stromdichten  $J$  nicht gefunden worden. Dies war an dieser Stelle, im entsprechenden Temperaturbereich von  $T=900\text{K}$  bis  $1000\text{K}$ , auf eine hierfür nicht geeignete Stromquelle zurückzuführen. Eine entsprechende technische Modifikation der Elektronik und des experimentellen Aufbaus zur Charakterisierung der Ionenquellen, welche hinreichend hohe und fein justierbare Heizströme  $I_{\text{Heiz}}$  bereitstellen wird, wird zum gegenwärtigen Zeitpunkt vorgenommen.

In einer abschließenden Bemerkung zu dieser Arbeit kann festgestellt werden, dass die hier erzielten ersten Ergebnisse hinsichtlich des zeitaufgelösten Transportes von Ionen durch Membranen einen ersten Schritt zum weiteren Verständnis im Bereich der Transportphänomene von Ionen darstellt. Die gewonnen Erkenntnisse bilden hierbei zugleich den Auftakt zu neuen interessanten Fragestellungen und deren Lösung durch weiterführende Experimente.



## 7 Literaturverzeichnis

1. R. MacKinnon: *Angewandte Chemie-International Edition* **43**, 4265, (2004)
2. U. Koert: *Physical Chemistry Chemical Physics* **7**, 1501, (2005)
3. B. Roux, T. Allen, S. Berneche, W. Im: *Quarterly Reviews of Biophysics* **37**, 15, (2004)
4. A. Hoeltzel, U. Tallarek: *J.Sep.Sci.* **30**, 1398, (2007)
5. F. Allegrini, D.J. McComas, D.T. Young, J.J. Berthelier, J. Covinhes, J.M. Illiano, J.F. Riou, H.O. Funsten, R.W. Harper: *Review of Scientific Instruments* **77**, (2006)
6. D.J. McComas, F. Allegrini, C.J. Pollock, H.O. Funsten, S. Ritzau, G. Gloeckler: *Review of Scientific Instruments* **75**, 4863, (2004)
7. H.O. Funsten, B.L. Barraclough, D.J. McComas: *Review of Scientific Instruments* **63**, 4741, (1992)
8. H.O. Funsten, D.J. McComas, B.L. Barraclough: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B-Beam Interactions with Materials and Atoms* **66**, 470, (1992)
9. A. Greiner, S. Mang, O. Schafer, P. Simon: *Acta Polymerica* **48**, 1, (1997)
10. W.F. Gorham: *Am.Chem.Soc., Div.Polymer Chem., Preprints* **6**, 73, (1965)
11. W.F. Gorham: *J.Polym.Sci., Part A-1: Polym.Chem.* **4**, 3027, (1966)
12. W.F. Gorham: *Advan.Chem.Ser.* **No. 91**, 643, (1969)
13. W.F. Gorham: *Encycl.Polym.Sci.Technol.* **15**, 98, (1971)
14. P. Hanefeld, F. Sittner, W. Ensinger, A. Greiner: *E-Polymers* (2006)
15. T. Kolling, S. Sun, K.-M. Weitzel: *Int.J.Mass Spectrom.* **277**, 245, (2008)
16. T. Kolling, E. Unger, S.T. Sun, K.M. Weitzel: *Thin Solid Films* **517**, 4583, (2009)
17. M. Beckschulte, E. Taglauer: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **B78**, 29, (1993)

18. J.J.C. Geerlings, L.F.Tz. Kwakman, J. Los: *Surface Science* **184**, 305, (1987)
19. J. Los, J.J.C. Geerlings: *Physics Reports-Review Section of Physics Letters* **190**, 133, (1990)
20. S.R. Kasi, H. Kang, C.S. Sass, J.W. Rabalais: *Surface Science Reports* **10**, 1, (1989)
21. A. Benninghoven: *Journal of Surface Analysis* **3**, 248, (1997)
22. A. Benninghoven: *Angewandte Chemie* **106**, 1075, (1994)
23. A. Delcorte, P. Bertrand: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **115**, 246, (1996)
24. A. Delcorte, X. Vanden Eynde, P. Bertrand, D.F. Riech: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **157**, 138, (1999)
25. A. Delcorte, X. Vanden Eynde, P. Bertrand, D.F. Reich: *International Journal of Mass Spectrometry* **189**, 133, (1999)
26. J.C. Vickerman and D. Briggs: *TOF-SIMS: Surface Analysis by Mass Spectrometry*, UK, (2001)
27. N. Stolterfoht, J.H. Bremer, V. Hoffmann, R. Hellhammer, D. Fink, A. Petrov, B. Sulik: *Physical Review Letters* **88**, (2002)
28. E.V. Alonso, M.A. Alurralde, R.A. Baragiola: *Surface Science* **166**, L155, (1986)
29. R.A. Baragiola: *Radiation Effects and Defects in Solids* **61**, 47, (1982)
30. R.A. Baragiola, E.V. Alonso, A. Oliva, A. Bonnano, F. Xu: *Physical Review A* **45**, 5286, (1992)
31. R.A. Baragiola, E.V. Alonso, A. Oliva, A. Bonanno, F. Xu: *Physical Review A* **48**, 1714, (1993)
32. R.A. Baragiola: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B-Beam Interactions with Materials and Atoms* **78**, 223, (1993)
33. S. Michaelson, V. Richter, R. Kalish, A. Hoffman, E. Cheifetz, R. Akhvlediani: *Thin Solid Films* **420**, 185, (2002)
34. J.W. Rabalais: *Low Energy Ion-Surface Interactions*, John Wiley & Sons Ltd., (1994)
35. S.M. Ritzau, R.A. Baragiola: *Physical Review B* **58**, 2529, (1998)

36. R.H. Milne, E.A. Maydell, D.J. Fabian: *Applied Physics A-Materials Science & Processing* **52**, 197, (1991)
37. S. Dushman: *Physical Review* **21**, 0623, (1923)
38. S. Dushman: *Physical Review* **23**, 156, (1924)
39. O.W. Richardson, F.C. Brown: *Philosophical Magazine* **16**, 353, (1908)
40. O.W. Richardson: *Philosophical Magazine* **16**, 890, (1908)
41. O.W. Richardson: *Philosophical Magazine* **18**, 681, (1909)
42. O.W. Richardson: *Philosophical Magazine* **20**, 999, (1910)
43. O.W. Richardson: *Philosophical Magazine* **24**, 737, (1912)
44. O.W. Richardson: *Proceedings of the Royal Society of London Series A-Containing Papers of A Mathematical and Physical Character* **105**, 387, (1924)
45. O.W. Richardson: *Physical Review* **23**, 153, (1924)
46. O.W. Richardson: *Nobel Lecture* (1929)
47. F. Mazzi, E. Galli, G. Gottardi: *American Mineralogist* **61**, 108, (1976)
48. K.T. Bainbridge: *Journal of the Franklin Institute* **212**, 317, (1931)
49. J.L. Hundley: *Physical Review* **30**, 864, (1927)
50. J.P. Blewett, E.J. Jones: *Phys.Rev.* **50**, 464, (1936)
51. J.A. Becker: *Physical Review* **34**, 1323, (1929)
52. J.A. Becker, R.W. Sears: *Physical Review* **38**, 2193, (1931)
53. J.A. Becker, W.H. Brattain: *Physical Review* **45**, 0694, (1934)
54. R.E. Weber, L.F. Cordes: *Rev.Sci.Instrum.* **37**, 112, (1966)
55. K.K. Chow, H.S. Maddix, P. Chorney: *Appl.Phys.Lett.* **10**, 256, (1967)
56. R.K. Feeney, W.E. Sayle, II, J.W. Hooper: *Rev.Sci.Instrum.* **47**, 964, (1976)
57. A.N. Pargellis, M. Seidl: *J.Appl.Phys.* **49**, 4933, (1978)
58. F.M. Johnson: *RCA Rev.* **23**, 427, (1962)

- 
59. R.H. Fowler, L. Nordheim: *Proceedings of the Royal Society of London Series A-Containing Papers of A Mathematical and Physical Character* **119**, 173, (1928)
60. E. Guth, C.J. Mullin: *Physical Review* **61**, 339, (1942)
61. T.J. Lewis: *Proceedings of the Physical Society of London Section B* **68**, 938, (1955)
62. T.J. Lewis: *Proceedings of the Physical Society of London Section B* **68**, 504, (1955)
63. L. Nordheim: *Physikalische Zeitschrift* **30**, 177, (1929)
64. W. Schottky: *Phys.Z.* **15**, 656, (1914)
65. W. Schottky: *Physikalische Zeitschrift* **15**, 656, (1914)
66. W. Schottky: *Physikalische Zeitschrift* **15**, 526, (1914)
67. W. Schottky: *Jahrb.Radioakt.Elektron.* **12**, 147, (1915)
68. W. Schottky: *Phys.Z.* **37**, 841, (1936)
69. M.J. Dresser: *Journal of Applied Physics* **39**, 338, (1968)
70. J. Matossian, M. Seidl: *Journal of Applied Physics* **53**, 6376, (1982)
71. S.I. Kim, M. Seidl: *J.Vac.Sci.Technol., A* **7**, 1806, (1989)
72. S.I. Kim, M. Seidl: *J.Appl.Phys.* **67**, 2704, (1990)
73. M.J. Hogan, P.P. Ong: *Review of Scientific Instruments* **61**, 1338, (1990)
74. M.J. Hogan, P.P. Ong, J.L. Ang, K.K. Cheang: *International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes* **116**, 249, (1992)
75. P.P. Ong, T.L. Tan: *Review of Scientific Instruments* **65**, 3729, (1994)
76. T.L. Tan, P.P. Ong, T.M. Fong, K.A. Soo: *International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes* **134**, 221, (1994)
77. T.L. Tan, Z.L. Zhou, P.P. Ong: *International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes* **142**, 133, (1995)
78. T.L. Tan, Z.L. Zhou, P.P. Ong: *Review of Scientific Instruments* **66**, 2879, (1995)
79. Z.L. Zhou, T.L. Tan, P.P. Ong: *Review of Scientific Instruments* **66**, 5249, (1995)

80. A. Jones, D. Palmer, M.S. Islam, M. Mortimer: *Physics and Chemistry of Minerals* **28**, 28, (2001)
81. D.C. Palmer, A. Putnis, E.K.H. Salje: *Physics and Chemistry of Minerals* **16**, 298, (1988)
82. D.C. Palmer, E.K.H. Salje, W.W. Schmahl: *Physics and Chemistry of Minerals* **16**, 714, (1989)
83. D.C. Palmer, E.K.H. Salje: *Physics and Chemistry of Minerals* **17**, 444, (1990)
84. D.C. Palmer, U. Bismayer, E.K.H. Salje: *Physics and Chemistry of Minerals* **17**, 259, (1990)
85. D.C. Palmer, M.T. Dove, R.M. Ibberson, B.M. Powell: *American Mineralogist* **82**, 16, (1997)
86. W. Demtröder: *Experimentalphysik 3*, Springer-Verlag, (1996)
87. H. Liebl: *Applied Charged Particle Optics*, Springer-Verlag, (2008)
88. S.Jr. Humphries: *Charged Particle Beams*, Jhon Wiley and Sons, (1990)
89. A. Adams, F.H. Read: *Journal of Physics E-Scientific Instruments* **5**, 150, (1972)
90. A. Adams, F.H. Read: *Journal of Physics E-Scientific Instruments* **5**, 156, (1972)
91. J.N.H. Brunt, F.H. Read: *Journal of Physics E-Scientific Instruments* **8**, 1015, (1975)
92. F.H. Read: *Journal of Physics E-Scientific Instruments* **2**, 679, (1969)
93. F.H. Read: *Journal of Physics E-Scientific Instruments* **2**, 165, (1969)
94. F.H. Read: *Journal of Physics E-Scientific Instruments* **3**, 127, (1970)
95. F.H. Read, A. Adams, SOTOMONT.JR: *Journal of Physics E-Scientific Instruments* **4**, 625, (1971)
96. F.H. Read: *Journal of Physics E-Scientific Instruments* **4**, 562, (1971)
97. N. Piel: *Hochauflösende Tiefenprofilierung mittels Flugzeitmessung elastisch gestreuter Ionen*, (1998)
98. N. Piel, M. Berheide, C. Polaczyk, C. Rolfs, W.H. Schulte: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A-Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment* **349**, 18, (1994)

- 
99. N. Piel, H.W. Becker, J. Meijer, W.H. Schulte, C. Rolfs: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B-Beam Interactions with Materials and Atoms* **137**, 1235, (1998)
100. N. Piel, H.W. Becker, J. Meijer, W.H. Schulte, C. Rolfs: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A-Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment* **437**, 521, (1999)
101. W.C. Wiley, I.H. McLaren: *Review of Scientific Instruments* **26**, 1150, (1955)
102. U. Boesl, H.J. Neusser, E.W. Schlag: *Journal of the American Chemical Society* **103**, 5058, (1981)
103. M. Nolde: *Mehrphotonen-Ionisationsspektroskopie von Ammoniak und Methylamin*, Dissertation, Philipps Universität, Marburg, (2006)
104. M. Nolde, K.M. Weitzel, C.M. Western: *Physical Chemistry Chemical Physics* **7**, 1527, (2005)
105. K.M. Weitzel: *Direkter Produktnachweis durch Multiphotonenionisation bei der Photolyse aromatischer Kohlenwasserstoffe*, Dissertation, Georg-August-Universität, Göttingen, (1989)
106. D.A. Dahl: *International Journal of Mass Spectrometry* **200**, 3, (2000)
107. L. Al Momani, P. Reiss, U. Koert: *Biochemical and Biophysical Research Communications* **328**, 342, (2005)
108. K. Cooper, E. Jakobsson, P. Wolynes: *Prog.Biophys.molec.Biol.* **46**, 51, (1985)
109. G. Morra, U. Koert, E.W. Knapp: *Journal of Physical Chemistry B* **109**, 10441, (2005)
110. X.L. Xie, L. Al Momani, P. Reiss, C. Griesinger, U. Koert: *Febs Journal* **272**, 975, (2005)
111. R.M. Barrer: *J.Phys.Chem.* **61**, 178, (1957)
112. M.O. Coppens, A.J. Dammers: *Fluid Phase Equilibria* **241**, 308, (2006)
113. K. Malek, M.O. Coppens: *Physical Review Letters* **87**, 12, (2001)
114. K. Malek, M.O. Coppens: *Colloids and Surfaces A-Physicochemical and Engineering Aspects* **206**, 335, (2002)
115. K. Malek, M.O. Coppens: *Journal of Chemical Physics* **119**, 2801, (2003)
116. R.J. Pace, A. Datyner: *Org.Coat.Plast.Chem.* **39**, 360, (1978)
117. R.J. Pace, A. Datyner: *J.Polym.Sci., Polym.Phys.Ed.* **17**, 1693, (1979)

118. R.J. Pace, A. Datyner: *J.Polym.Sci., Polym.Phys.Ed.* **17**, 1675, (1979)
119. R.J. Pace, A. Datyner: *J.Polym.Sci., Polym.Phys.Ed.* **17**, 465, (1979)
120. R.J. Pace, A. Datyner: *J.Polym.Sci., Polym.Phys.Ed.* **17**, 453, (1979)
121. R.J. Pace, A. Datyner: *J.Polym.Sci., Polym.Phys.Ed.* **17**, 437, (1979)
122. R.J. Pace, A. Datyner: *Journal of Polymer Science Part B-Polymer Physics* **18**, 1169, (1980)
123. R.J. Pace, A. Datyner: *Journal of Polymer Science Part B-Polymer Physics* **18**, 1103, (1980)
124. R.J. Pace, A. Datyner: *Polymer Engineering and Science* **20**, 51, (1980)
125. S. Russ, S. Zschiegner, A. Bunde, J. Karger: *Physical Review e* **72**, (2005)
126. S. Russ, S. Zschiegner, A. Bunde, J. Kaerger: *Adv.Solid State Phys.* **45**, 59, (2006)
127. A. Tanioka: *International Journal of Polymeric Materials* **20**, 261, (1993)
128. A. Tanioka, N. Fukushima, K. Hasegawa, K. Miyasaka, N. Takahashi: *Journal of Applied Polymer Science* **54**, 219, (1994)
129. H. Yasuda, A. Peterlin: *J.Appl.Polym.Sci.* **17**, 433, (1973)
130. H. Yasuda, J.T. Tsai: *J.Appl.Polym.Sci.* **18**, 805, (1974)
131. S. Zschiegner, S. Russ, A. Bunde, J. Karger: *Epl* **78**, (2007)
132. S. Zschiegner, S. Russ, R. Valiullin, M.O. Coppens, A.J. Dammers, A. Bunde, J. Karger: *European Physical Journal-Special Topics* **161**, 109, (2008)
133. C.V. Heer: *Statistical Mechanics, Kinetic Theory, and Stochastic Processes*, Academic Press, (1972)
134. J. Crank and G.S. Park: *Diffusion in Polymers*, Academic Press, (1968)
135. J.H. Petropoulos: *Advances in Polymer Science*, Springer, (1979)
136. P.G. Carman: *Flow of Gases Through Porous Media*, Butterworth, (1971)
137. Y.S. Yeh, W.J. James, H. Yasuda: *Journal of Polymer Science Part B-Polymer Physics* **28**, 545, (1990)
138. R. Fan, M. Yue, R. Karnik, A. Majumdar, P.D. Yang: *Physical Review Letters* **95**, (2005)

- 
139. Z. Siwy, A. Fulinski: *Physical Review Letters* **89**, (2002)
140. Z.S. Siwy: *Advanced Functional Materials* **16**, 735, (2006)
141. S. Ninomiya, Y. Yamazaki, T. Azuma, K. Komaki, F. Koike, H. Masuda, K. Kuroki, M. Sekiguchi: *Physica Scripta* **T73**, 316, (1997)
142. K. Tokesi, L. Wirtz, C. Lemell, J. Burgdorfer: *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena* **129**, 195, (2003)
143. R. Hellhammer, P. Sobocinski, Z.D. Pesic, J. Bundesmann, D. Fink, N. Stolterfoht: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B-Beam Interactions with Materials and Atoms* **232**, 235, (2005)
144. R. Hellhammer, Z.D. Pesic, P. Sobocinski, D. Fink, J. Bundesmann, N. Stolterfoht: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B-Beam Interactions with Materials and Atoms* **233**, 213, (2005)
145. R. Hellhammer, J. Bundesmann, D. Fink, N. Stolterfoht: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B-Beam Interactions with Materials and Atoms* **258**, 159, (2007)
146. R. Hellharnmer, D. Fink, N. Stolterfoht: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B-Beam Interactions with Materials and Atoms* **261**, 149, (2007)
147. N. Stolterfoht, R. Hellhammer, P. Sobocinski, Z.D. Pesic, J. Bundesmann, B. Sulik, M.B. Shah, K. Dunn, J. Pedregosa, R.W. McCullough: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B-Beam Interactions with Materials and Atoms* **235**, 460, (2005)
148. N. Stolterfoht, R. Hellhammer, Z.D. Pesic, V. Hoffmann, J. Bundesmann, A. Petrov, D. Fink, B. Sulik: *Surface & Coatings Technology* **196**, 389, (2005)
149. N. Stolterfoht, R. Hellhammer, J. Bundesmann, D. Fink, Y. Kanai, M. Hoshino, T. Kambara, T. Ikeda, Y. Yamazaki: *Physical Review A* **76**, (2007)
150. N. Stolterfoht, R. Hellhammer, J. Bundesmann, D. Fink: *Radiation Effects and Defects in Solids* **162**, 515, (2007)
151. G. Vikor, R.T.R. Kumar, Z.D. Pesic, N. Stolterfoht, R. Schuch: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B-Beam Interactions with Materials and Atoms* **233**, 218, (2005)
152. M. Fürsatz, W. Meissl, S. Pleschko, I.C. Gebeshuber, N. Stolterfoht, H.P. Winter, F. Aumayr: *Journal of Physics: Conference Series* **58**, 319, (2007)



153. N. Stolterfoht, V. Hoffmann, R. Hellhammer, Z.D. Pesic, D. Fink, A. Petrov, B. Sulik: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B-Beam Interactions with Materials and Atoms* **203**, 246, (2003)
154. N. Stolterfoht, R. Hellhammer, Z.D. Pesic, V. Hoffmann, J. Bundesmann, A. Petrov, D. Fink, B. Sulik, M. Shah, K. Dunn, J. Pedregosa, R.W. McCullough: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B-Beam Interactions with Materials and Atoms* **225**, 169, (2004)
155. N. Stolterfoht, R. Hellhammer, Z.D. Pesic, V. Hoffmann, J. Bundesmann, A. Petrov, D. Fink, B. Sulik: *Vacuum* **73**, 31, (2004)
156. N. Stolterfoht, R. Hellhammer, J. Bundesmann, D. Fink, Y. Kanai, M. Hoshino, T. Kambara, T. Ikeda, Y. Yamazaki: *Physical Review A* **76**, (2007)
157. R. Hellhammer, J. Bundesmann, D. Fink, N. Stolterfoht: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B-Beam Interactions with Materials and Atoms* **258**, 159, (2007)
158. R. Hellharnmer, D. Fink, N. Stolterfoht: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B-Beam Interactions with Materials and Atoms* **261**, 149, (2007)
159. R. Hellhammer: *Die geführte Transmission hochgeladener Ionen durch Nanokapillaren in Polyethylenterephthalat*, (2006)
160. K. Schiessl, W. Palfinger, K. Tokesi, H. Nowotny, C. Lemell, J. Burgdorfer: *Physical Review A* **72**, (2005)
161. J. Frenkel: *Physical Review* **54**, 647, (1938)
162. J.J. O'Dwyer: *J.App.Phys.* **37**, 599, (1966)
163. R.T.R. Kumar, X. Badel, G. Viktor, J. Linnros, R. Schuch: *Nanotechnology* **16**, 1697, (2005)
164. A.R. Milosavljevic, G. Viktor, Z.D. Pesic, P. Kolarz, D. Sevic, B.P. Marinkovic, S. Matefi-Tempfli, M. Matefi-Tempfli, L. Piraux: *Physical Review A* **75**, (2007)
165. M.B. Sahana, P. Skog, G. Viktor, R.T.R. Kumar, R. Schuch: *Physical Review A* **73**, (2006)
166. P. Skog, I.L. Soroka, A. Johansson, R. Schuch: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B-Beam Interactions with Materials and Atoms* **258**, 145, (2007)

- 
167. S. Matefi-Tempfli, M. Matefi-Tempfli, L. Piraux, Z. Juhasz, S. Biri, E. Fekete, I. Ivan, F. Gall, B. Sulik, G. Viktor, J. Palinkas, N. Stolterfoht: *Nanotechnology* **17**, 3915, (2006)
168. S. Das, B.S. Dassanayake, M. Winkworth, J.L. Baran, N. Stolterfoht, J.A. Tanis: *Physical Review A* **76**, 042716-1, (2007)
169. C. Lemell, K. Schiessl, H. Nowotny, J. Burgdorfer: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B-Beam Interactions with Materials and Atoms* **256**, 66, (2007)
170. M.B. Sahana, P. Skog, G. Viktor, R.T.R. Kumar, R. Schuch: *Physical Review A* **73**, (2006)
171. K. Schiessl, W. Palfinger, C. Lemell, J. Burgdorfer: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B-Beam Interactions with Materials and Atoms* **232**, 228, (2005)
172. K. Schiessl, W. Palfinger, K. Tokesi, H. Nowotny, C. Lemell, J. Burgdorfer: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B-Beam Interactions with Materials and Atoms* **258**, 150, (2007)
173. K. Tokesi, L. Wirtz, J. Burgdorfer: *Physica Scripta* **T80B**, 247, (1999)
174. K. Tokesi, L. Wirtz, J. Burgdorfer: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B-Beam Interactions with Materials and Atoms* **154**, 307, (1999)
175. K. Tokesi, J. Burgdorfer: *Surface Science* **454**, 1038, (2000)
176. K. Tokesi, L. Wirtz, C. Lemell, J. Burgdorfer: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B-Beam Interactions with Materials and Atoms* **164**, 504, (2000)
177. K. Tokesi, L. Wirtz, C. Lemell, J. Burgdorfer: *Physical Review A* **6102**, (2000)
178. K. Tokesi, L. Wirtz, C. Lemell, J. Burgdorfer: *Physical Review A* **6404**, (2001)
179. K. Tokesi, X.M. Tong, C. Lemell, J. Burgdorfer: *Physica Scripta* **T92**, 27, (2001)
180. G. Viktor, R.T.R. Kumar, Z.D. Pesic, N. Stolterfoht, R. Schuch: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B-Beam Interactions with Materials and Atoms* **233**, 218, (2005)
181. E. Unger: *Transport von Cs<sup>+</sup>-Ionen durch Poly(p-Xylylen)-Membranen*, Diplomarbeit, (2007)

182. S. Athenstädt: *Einfluss der Rotationsquantenzahl auf die Ionen-Molekül-Reaktionen zustandsselektierter HBr<sup>+</sup>-Ionen*, (2007)
183. D. Gerlich: *Advances in Chemical Physics* **82**, 1, (1992)
184. HÜTTE *die Grundlagen der Ingenieurwissenschaften*, Springer-Verlag, (2000)
185. J.L. Wiza: *Nucl.Instrum.Methods* **162**, 587, (1979)
186. M. Barat, J.C. Brenot, J.A. Fayeton, Y.J. Picard: *Review of Scientific Instruments* **71**, 2050, (2000)
187. B. Brehm, J. Grosser, T. Ruscheinski, M. Zimmer: *Measurement Science & Technology* **6**, 953, (1995)
188. G.W. Fraser: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research* **206**, 445, (1983)
189. G.W. Fraser, J.F. Pearson, G.C. Smith, M. Lewis, M.A. Barstow: *Ieee Transactions on Nuclear Science* **30**, 455, (1983)
190. G.W. Fraser: *International Journal of Mass Spectrometry* **215**, 13, (2002)
191. J. Oberheide, P. Wilhelms, M. Zimmer: *Measurement Science & Technology* **8**, 351, (1997)
192. H.C. Straub, M.A. Mangan, B.G. Lindsay, K.A. Smith, R.F. Stebbings: *Review of Scientific Instruments* **70**, 4238, (1999)
193. M. Gazicki, G. Surendran, W. James, H. Yasuda: *Journal of Polymer Science Part A-Polymer Chemistry* **23**, 2255, (1985)
194. M. Gazicki, G. Surendran, W. James, H. Yasuda: *Journal of Polymer Science Part A-Polymer Chemistry* **24**, 215, (1986)
195. P. Kramer, A.K. Sharma, E.E. Hennecke, H. Yasuda: *Journal of Polymer Science Part A-Polymer Chemistry* **22**, 475, (1984)
196. G. Surendran, M. Gazicki, W.J. James, H. Yasuda: *Journal of Polymer Science Part A-Polymer Chemistry* **25**, 2089, (1987)
197. G. Surendran, M. Gazicki, W.J. James, H. Yasuda: *Journal of Polymer Science Part A-Polymer Chemistry* **25**, 1481, (1987)
198. J.B. Fortin, T.M. Lu: *Chemistry of Materials* **14**, 1945, (2002)
199. M.A. Spivack: *Rev.Sci.Instrum.* **41**, 1614, (1970)
200. R. Iwamoto, B. Wunderlich: *J.Polym.Sci., Polym.Phys.Ed.* **11**, 2403, (1973)

- 
201. R. Iwamoto, R.C. Bopp, B. Wunderlich: *J.Polym.Sci., Polym.Phys.Ed.* **13**, 1925, (1975)
202. D.E. Kirkpatrick, B. Wunderlich: *Makromolekulare Chemie-Macromolecular Chemistry and Physics* **186**, 2595, (1985)
203. D.E. Kirkpatrick, B. Wunderlich: *Journal of Polymer Science Part B-Polymer Physics* **24**, 931, (1986)
204. S. Kubo, B. Wunderlich: *J.Polym.Sci., Part A-2* **10**, 1949, (1972)
205. S. Kubo, B. Wunderlich: *Makromol.Chem.* **162**, 1, (1972)
206. S. Kubo, B. Wunderlich: *Makromol.Chem.* **157**, 299, (1972)
207. K.J. Miller, H.B. Hollinger, J. Grebowicz, B. Wunderlich: *Macromolecules* **23**, 3855, (1990)
208. G. Treiber, K. Boehlke, A. Weitz, B. Wunderlich: *J.Polym.Sci., Polym.Phys.Ed.* **11**, 1111, (1973)
209. B. Smarsly, F. Brink-Spalink, O. Schafer, C. Schmidt, A. Greiner, W. Ruland, J.H. Wendorff: *Macromolecular Chemistry and Physics* **200**, 714, (1999)
210. C. Schmidt, V. Stumpflen, J.H. Wendorff, A. Hasenhindl, W. Gronski, M. Ishaque, A. Greiner: *Acta Polymerica* **49**, 232, (1998)
211. SCS Parylene Properties, SCS Specialty Coating Systems<sup>TM</sup>
212. I. Yanase, H. Kobayashi, Y. Shibasaki, T. Mitamura: *Journal of the American Ceramic Society* **80**, 2693, (1997)
213. R.A. Lange, I.S.E. Carmichael, J.F. Stebbins: *American Mineralogist* **71**, 937, (1986)
214. H.M. Rietveld: *Journal of Applied Crystallography* **2**, 65, (1969)
215. M.T. Dove, T. Cool, D.C. Palmer, A. Putnis, E.K.H. Salje, B. Winkler: *American Mineralogist* **78**, 486, (1993)
216. T. Kolling, A. Schlemmer, C. Pietzonka, B. Harbrecht, K.-M. Weitzel: *J.Appl.Phys.* accepted Nov., (2009)
217. *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, CRC Press, (2003)
218. T. Ichikawa, K. Akiyama, G. Satoh, H. Koizumi: *Chem.Phys.Lett.* **313**, 129, (1999)
219. A.E. Souzis, W.E. Carr, S.I. Kim, M. Seidl: *Rev.Sci.Instrum.* **61**, 788, (1990)

220. G. Couchet: *Ann.Phys.* **9**, 731, (1954)
221. Y. Satoh, M. Takebe, K. Iinuma: *Rev.Sci.Instrum.* **58**, 138, (1987)
222. C.D. Child: *Physical Review* **32**, 0492, (1911)
223. I. Langmuir: *Physical Review* **2**, 450, (1913)
224. I. Langmuir: *Physikalische Zeitschrift* **15**, 516, (1914)
225. I. Langmuir: *Physikalische Zeitschrift* **15**, 348, (1914)
226. D.C. Jacobs: *Annual Review of Physical Chemistry* **53**, 379, (2002)
227. J.S. Martin, J.N. Greeley, J.R. Morris, D.C. Jacobs: *Journal of Chemical Physics* **97**, 9476, (1992)
228. J.S. Martin, J.N. Greeley, J.R. Morris, B.T. Feranchak, D.C. Jacobs: *Journal of Chemical Physics* **100**, 6791, (1994)
229. J.S. Martin, B.T. Feranchak, J.R. Morris, J.N. Greeley, D.C. Jacobs: *Journal of Physical Chemistry* **100**, 1689, (1996)
230. H.D. Hagstrum: *Physical Review* **96**, 336, (1954)
231. U. Wille, R. Hippler: *Physics Reports-Review Section of Physics Letters* **132**, 129, (1986)
232. W.A. Coghlan and R.E. Clausing: *Auger catalog calculated transition energies listed by energy and element*, Academic Press, (1973)
233. S. Schulze: *Thermionische Alkaliemitter: Charakterisierung und Anwendung in Transportstudien*, Diplomarbeit, (2009)
234. J. Kindersberger, C. Lederle: *IEEE Trans.Dielectr.Electr.Insul.* **15**, 949, (2008)
235. J. Kindersberger, C. Lederle: *IEEE Trans.Dielectr.Electr.Insul.* **15**, 941, (2008)
236. C. Lederle, J. Kindersberger: *Annu.Rep.- Conf.Electr.Insul.Dielectr.Phenom.* **522**, (2004)
237. X.W. Wang, J.M. Xue, L. Wang, W. Guo, W.M. Zhang, Y.G. Wang, Q. Liu, H. Ji, Q.Y. Ouyang: *Journal of Physics D-Applied Physics* **40**, 7077, (2007)
238. J.M. Xue, X.Q. Zou, Y.B. Xie, Y.G. Wang: *Journal of Physics D-Applied Physics* **42**, (2009)
239. G. Wedler: *Lehrbuch der Physikalischen Chemie*, WILEY-VCH, (1997)

- 
240. L.A. Baker, Z.S. Siwy, C.C. Harrell, E. Heins, C.R. Martin: *Abstracts of Papers of the American Chemical Society* **230**, U381, (2005)
241. W. Dyrka, A.T. Augousti, M. Kotulska: *Journal of Computational Chemistry* **29**, 1876, (2008)
242. A. Fulinski, I.D. Kosinska, Z. Siwy: *Europhysics Letters* **67**, 683, (2004)
243. A. Fulinski, I. Kosinska, Z. Siwy: *New Journal of Physics* **7**, (2005)
244. C. Goto, M. Yamamura, A. Satake, Y. Kobuke: *Journal of the American Chemical Society* **123**, 12152, (2001)
245. R. Karnik, R. Fan, M. Yue, D.Y. Li, P.D. Yang, A. Majumdar: *Nano Letters* **5**, 943, (2005)
246. M. Kotulska, S. Koronkiewicz, S. Kalinowski: *Physical Review e* **69**, (2004)
247. M.G. Kurnikova, R.D. Coalson, P. Graf, A. Nitzan: *Biophysical Journal* **76**, 642, (1999)
248. C. Rischel, H. Flyvbjerg: *Physical Review Letters* **91**, (2003)
249. Z. Siwy, Y. Gu, H.A. Spohr, D. Baur, A. Wolf-Reber, R. Spohr, P. Apel, Y.E. Korchev: *Europhysics Letters* **60**, 349, (2002)
250. Z. Siwy, M. Ausloos, K. Ivanova: *Physical Review e* **65**, (2002)
251. Z. Siwy, P. Apel, D. Dobrev, R. Neumann, R. Spohr, C. Trautmann, K. Voss: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B-Beam Interactions with Materials and Atoms* **208**, 143, (2003)
252. Z. Siwy, E. Heins, C.C. Harrell, P. Kohli, C.R. Martin: *Journal of the American Chemical Society* **126**, 10850, (2004)
253. Z. Siwy, A. Fulinski: *American Journal of Physics* **72**, 567, (2004)
254. Z. Siwy, I.D. Kosinska, A. Fulinski, C.R. Martin: *Physical Review Letters* **94**, (2005)
255. Z. Siwy, L. Trofin, P. Kohli, L.A. Baker, C. Trautmann, C.R. Martin: *Journal of the American Chemical Society* **127**, 5000, (2005)
256. Z.S. Siwy, M.R. Powell, A. Petrov, E. Kalman, C. Trautmann, R.S. Eisenberg: *Nano Letters* **6**, 1729, (2006)
257. Z.S. Siwy, M.R. Powell, E. Kalman, R.D. Astumian, R.S. Eisenberg: *Nano Letters* **6**, 473, (2006)

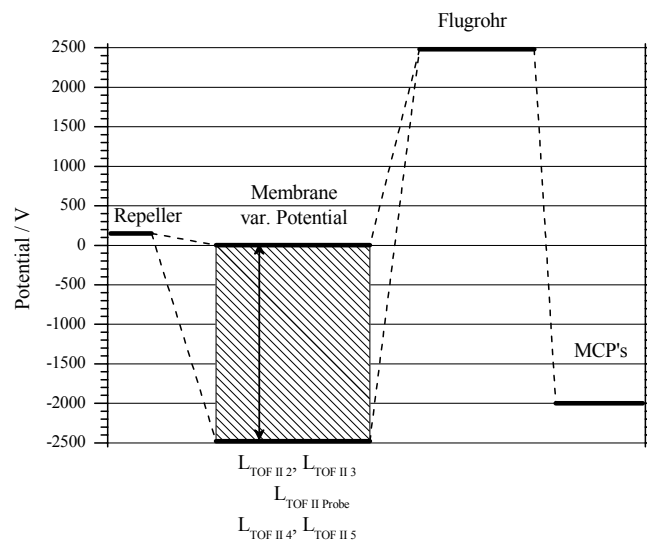
- 258. Y.W. Tang, K.Y. Chan, I. Szalai: *Journal of Physical Chemistry B* **108**, 18204, (2004)
- 259. C. Wei, A.J. Bard, S.W. Feldberg: *Analytical Chemistry* **69**, 4627, (1997)
- 260. D. Woermann: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B-Beam Interactions with Materials and Atoms* **194**, 458, (2002)
- 261. D. Woermann: *Physical Chemistry Chemical Physics* **5**, 1853, (2003)
- 262. D. Woermann: *Physical Chemistry Chemical Physics* **6**, 3130, (2004)
- 263. J.M. Xue, Y.B. Xie, Y. Yan, J. Ke, Y.G. Wang: *Biomicrofluidics* **3**, (2009)
- 264. W.M. Zhang, J. Li, Y.D. Liu, W. Guo, A.F. Liang, J.M. Xue, Y.G. Wang: *Radiation Measurements* **43**, S627, (2008)
- 265. J. Cervera, B. Schiedt, P. Ramirez: *Europhysics Letters* **71**, 35, (2005)
- 266. W. Im, B. Roux: *Journal of Molecular Biology* **322**, 851, (2002)
- 267. W. Im, B. Roux: *Journal of Molecular Biology* **319**, 1177, (2002)
- 268. A. Alcaraz, E.M. Nestorovich, M. Aguilera-Arzo, V.M. Aguilera, S.M. Bezrukov: *Biophysical Journal* **87**, 943, (2004)
- 269. Spezifikationen & Herstellerangaben der Firma Whatman, [www.whatman.com](http://www.whatman.com)
- 270. N. Stolterfoht, R. Hellhammer, J. Bundesmann, D. Fink: *Radiation Effects and Defects in Solids* **162**, 515, (2007)
- 271. R.W. Wright: *Phys.Rev.* **60**, 465, (1941)



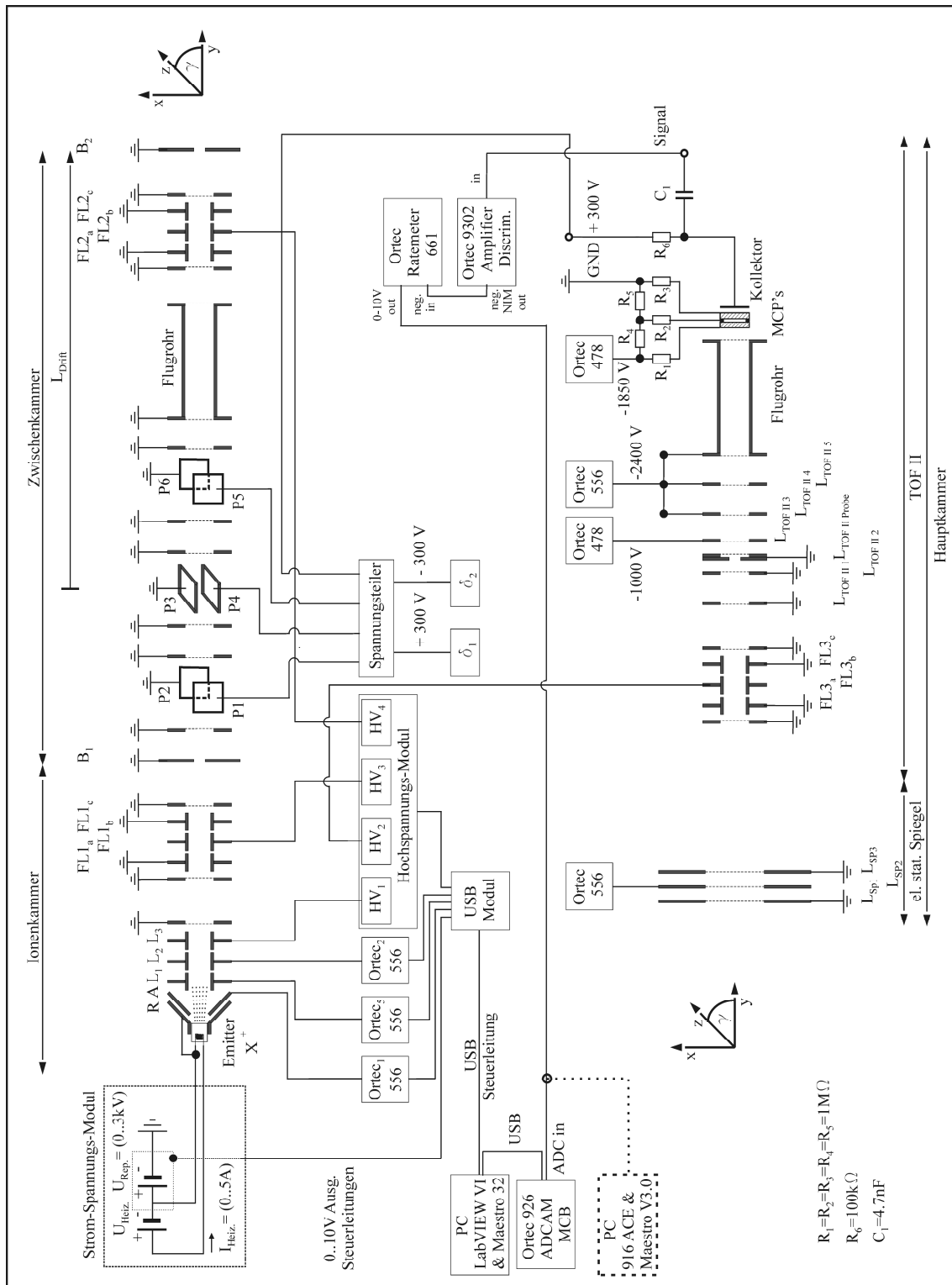


## 8 Anhang

### 8.1 Ergänzungen zu Kapitel 3.2

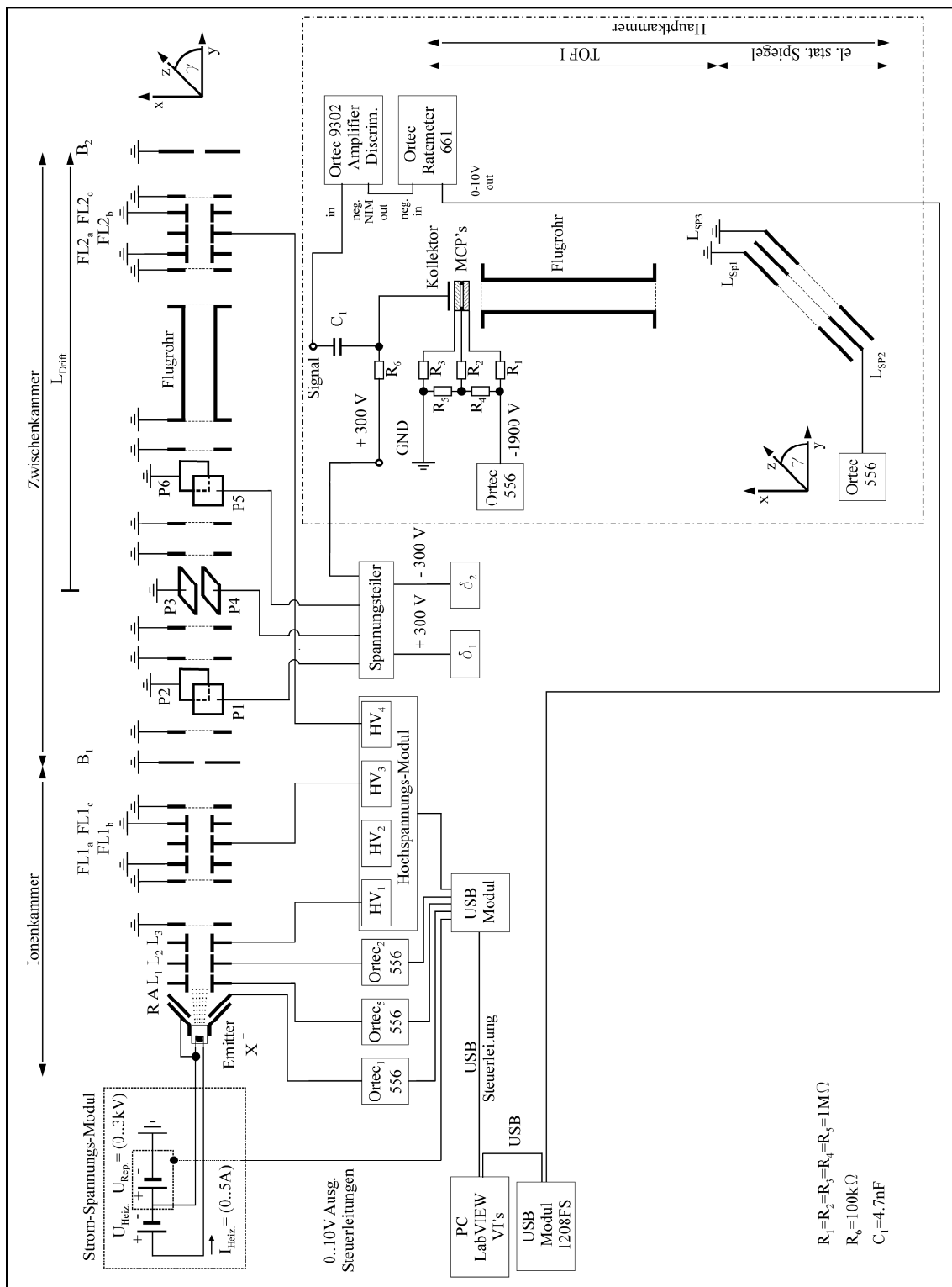


**Abb. 8-1** Darstellung der Potentiale an Repeller R, der Probenhalterung bestehend aus den Linsen  $L_{TOF II 2}$ ,  $L_{TOF II Probe}$ ,  $L_{TOF II 3}$ , den Linsen  $L_{TOF II 4}$ ,  $L_{TOF II 5}$  sowie dem Flugrohr (TOF) und der MCP's. Mit einem variablen Potential an den Linsen  $L_{TOF II 2}$ ,  $L_{TOF II Probe}$ ,  $L_{TOF II 3}$ ,  $L_{TOF II 4}$  und  $L_{TOF II 5}$  konnten kinetische Energien und damit auch Stoßenergien im Bereich von  $E_{kin}=150eV-2650eV$  generiert werden. Gezeigt ist ein positives Retardierungspotential am Flugrohr in Höhe von +2500V.

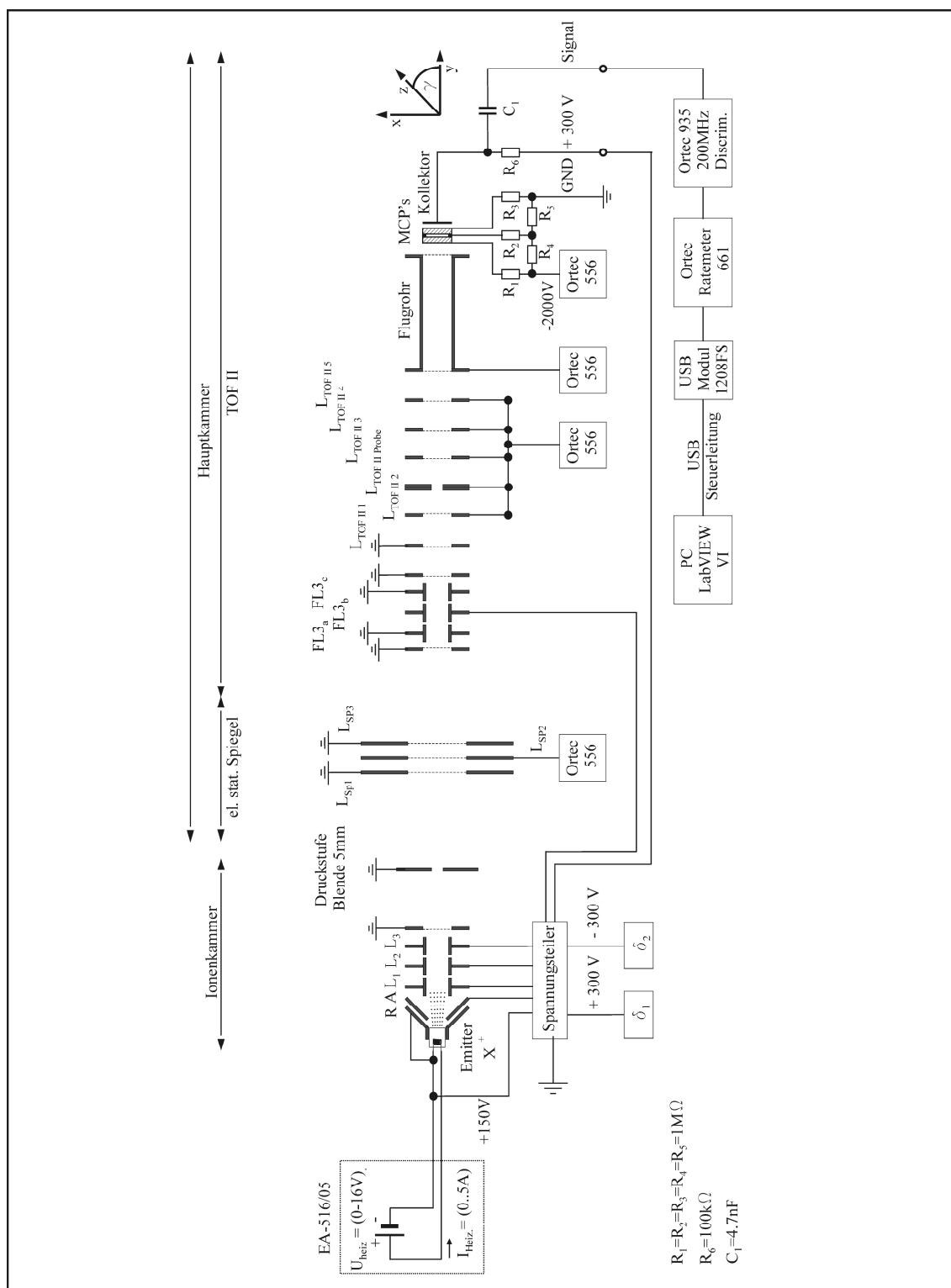


**Abb. 8-2** Skizze und Schaltbild der Elektronik zur Messung der Transmission von Ionen durch PPX-Membranen mit kontinuierlichem Ionenstrahl mit neu konzipierter Zwischenkammer.

299



**Abb. 8-4** Skizze und Schaltbild der Elektronik zur Kontrolle des Ionenstrahls während des Messbetriebs mittels TOF I bei kontinuierlichem Ionenstrahl.



**Abb. 8-5** Skizze und Schaltbild der Elektronik und Datenerfassung für erste Messungen zur Transmission von Alkaliionen durch PPX-Membranen mit kontinuierlichem Ionenstrahl bei älterer Versuchsanordnung.

302

## 8.2 SIMION Geometriedateien & Benutzerprogramme

### I. Geometriedatei der Ionenquelle

Nachfolgend ist die Geometriedatei aufgelistet mit deren Hilfe die Simulation der ionenoptischen Elemente der Ionenquelle erfolgte.

```
pa_define(175,175,600,p,xy)          ; 43x, 43y, 150z 3D Planar xy mirrored
                                      ; scaled for 0.25 mm/grid unit

e(1)
{
  fill
  {
    within{cylinder(0,0,550,14,,18)}
    notin{cylinder(0,0,550,8,,6)}
    notin{cylinder(0,0,566,6,,2)}
  }
}

e(2)
{
  fill
  {
    within{cylinder(0,0,550,20,,18)}
    notin{cylinder(0,0,550,18,,18)}
  }
}

e(3)
{
  fill
  {
    within{cylinder(0,0,540,60,,2)}
    notin{cylinder(0,0,540,22,,2)}
    within{cylinder(0,0,538,60,,2)}
    notin{cylinder(0,0,538,23,,2)}
    within{cylinder(0,0,536,60,,2)}
    notin{cylinder(0,0,536,24,,2)}
    within{cylinder(0,0,534,60,,2)}
    notin{cylinder(0,0,534,25,,2)}
    within{cylinder(0,0,532,60,,2)}
    notin{cylinder(0,0,532,26,,2)}
    within{cylinder(0,0,530,60,,2)}
    notin{cylinder(0,0,530,27,,2)}
    within{cylinder(0,0,528,60,,2)}
    notin{cylinder(0,0,528,28,,2)}
    within{cylinder(0,0,526,60,,2)}
    notin{cylinder(0,0,526,29,,2)}
    within{cylinder(0,0,524,60,,2)}
    notin{cylinder(0,0,524,30,,2)}
    within{cylinder(0,0,522,60,,2)}
    notin{cylinder(0,0,522,31,,2)}
    within{cylinder(0,0,520,60,,2)}
    notin{cylinder(0,0,520,32,,2)}
    within{cylinder(0,0,518,60,,2)}
    notin{cylinder(0,0,518,33,,2)}
    within{cylinder(0,0,516,60,,2)}
    notin{cylinder(0,0,516,34,,2)}
    within{cylinder(0,0,514,60,,2)}
    notin{cylinder(0,0,514,35,,2)}
    within{cylinder(0,0,512,60,,2)}
  }
}
```

```
notin{cylinder(0,0,512,36,,2)}
within{cylinder(0,0,510,60,,2)}
notin{cylinder(0,0,510,37,,2)}
within{cylinder(0,0,508,60,,2)}
notin{cylinder(0,0,508,38,,2)}
within{cylinder(0,0,506,60,,2)}
notin{cylinder(0,0,506,39,,2)}
within{cylinder(0,0,504,60,,2)}
notin{cylinder(0,0,504,40,,2)}
within{cylinder(0,0,502,60,,2)}
notin{cylinder(0,0,502,41,,2)}
within{cylinder(0,0,500,60,,2)}
notin{cylinder(0,0,500,42,,2)}
within{cylinder(0,0,498,60,,2)}
notin{cylinder(0,0,498,43,,2)}
within{cylinder(0,0,496,60,,2)}
notin{cylinder(0,0,496,44,,2)}
within{cylinder(0,0,494,60,,2)}
notin{cylinder(0,0,494,45,,2)}
within{cylinder(0,0,492,60,,2)}
notin{cylinder(0,0,492,46,,2)}
within{cylinder(0,0,490,60,,2)}
notin{cylinder(0,0,490,47,,2)}
within{cylinder(0,0,488,60,,2)}
notin{cylinder(0,0,488,48,,2)}
within{cylinder(0,0,486,60,,2)}
notin{cylinder(0,0,486,49,,2)}
within{cylinder(0,0,484,60,,2)}
notin{cylinder(0,0,484,50,,2)}
within{cylinder(0,0,482,60,,2)}
notin{cylinder(0,0,482,51,,2)}
within{cylinder(0,0,480,60,,2)}
notin{cylinder(0,0,480,52,,2)}
within{cylinder(0,0,478,100,,2)}
notin{cylinder(0,0,478,53,,2)}
within{cylinder(0,0,476,100,,2)}
notin{cylinder(0,0,476,54,,2)}
within{cylinder(0,0,474,100,,2)}
notin{cylinder(0,0,474,55,,2)}
within{cylinder(0,0,472,100,,2)}
notin{cylinder(0,0,472,56,,2)}
within{cylinder(0,0,470,100,,2)}
notin{cylinder(0,0,470,57,,2)}
within{cylinder(0,0,468,100,,2)}
notin{cylinder(0,0,468,58,,2)}
within{cylinder(0,0,466,100,,2)}
notin{cylinder(0,0,466,59,,2)}
within{cylinder(0,0,464,100,,2)}
notin{cylinder(0,0,464,60,,2)}
within{cylinder(0,0,462,100,,2)}
notin{cylinder(0,0,462,61,,2)}
within{cylinder(0,0,460,100,,2)}
notin{cylinder(0,0,460,62,,2)}
within{cylinder(0,0,458,100,,2)}
notin{cylinder(0,0,458,63,,2)}
within{cylinder(0,0,456,100,,2)}
notin{cylinder(0,0,456,64,,2)}
within{cylinder(0,0,454,100,,2)}
notin{cylinder(0,0,454,65,,2)}
within{cylinder(0,0,452,100,,2)}
notin{cylinder(0,0,452,66,,2)}
within{cylinder(0,0,450,100,,2)}
notin{cylinder(0,0,450,67,,2)}
within{cylinder(0,0,448,100,,2)}
```



```

        notin{cylinder(0,0,448,68,,2)}
        within{cylinder(0,0,446,100,,2)}
        notin{cylinder(0,0,446,69,,2)}
        within{cylinder(0,0,444,100,,2)}
        notin{cylinder(0,0,444,70,,2)}
        within{cylinder(0,0,442,100,,2)}
        notin{cylinder(0,0,442,71,,2)}
        within{cylinder(0,0,440,100,,2)}
        notin{cylinder(0,0,440,72,,2)}
    }
}
e(4)
{
    fill
    {
        within{cylinder(0,0,451,42,,1)}
        notin{cylinder(0,0,451,34,,1)}
        within{cylinder(0,0,450,43,,1)}
        notin{cylinder(0,0,450,35,,1)}
        within{cylinder(0,0,449,44,,1)}
        notin{cylinder(0,0,449,36,,1)}
        within{cylinder(0,0,448,45,,1)}
        notin{cylinder(0,0,448,37,,1)}
        within{cylinder(0,0,447,46,,1)}
        notin{cylinder(0,0,447,38,,1)}
        within{cylinder(0,0,446,47,,1)}
        notin{cylinder(0,0,446,39,,1)}
        within{cylinder(0,0,445,48,,1)}
        notin{cylinder(0,0,445,40,,1)}
        within{cylinder(0,0,444,49,,1)}
        notin{cylinder(0,0,444,41,,1)}
        within{cylinder(0,0,443,50,,1)}
        notin{cylinder(0,0,443,42,,1)}
        within{cylinder(0,0,442,51,,1)}
        notin{cylinder(0,0,442,43,,1)}
        within{cylinder(0,0,441,52,,1)}
        notin{cylinder(0,0,441,44,,1)}
        within{cylinder(0,0,440,53,,1)}
        notin{cylinder(0,0,440,45,,1)}
        within{cylinder(0,0,439,54,,1)}
        notin{cylinder(0,0,439,46,,1)}
        within{cylinder(0,0,438,55,,1)}
        notin{cylinder(0,0,438,47,,1)}
        within{cylinder(0,0,437,56,,1)}
        notin{cylinder(0,0,437,48,,1)}
        within{cylinder(0,0,436,57,,1)}
        notin{cylinder(0,0,436,49,,1)}
        within{cylinder(0,0,435,58,,1)}
        notin{cylinder(0,0,435,50,,1)}
        within{cylinder(0,0,434,59,,1)}
        notin{cylinder(0,0,434,51,,1)}
        within{cylinder(0,0,433,60,,1)}
        notin{cylinder(0,0,433,52,,1)}
        within{cylinder(0,0,432,100,,1)}
        notin{cylinder(0,0,432,53,,1)}
        within{cylinder(0,0,431,100,,1)}
        notin{cylinder(0,0,431,54,,1)}
        within{cylinder(0,0,430,100,,1)}
        notin{cylinder(0,0,430,55,,1)}
        within{cylinder(0,0,429,100,,1)}
        notin{cylinder(0,0,429,56,,1)}
        within{cylinder(0,0,428,100,,1)}
        notin{cylinder(0,0,428,57,,1)}
        within{cylinder(0,0,427,100,,1)}
    }
}

```

```

        notin{cylinder(0,0,427,58,,1)}
        within{cylinder(0,0,426,100,,1)}
        notin{cylinder(0,0,426,59,,1)}
        within{cylinder(0,0,425,100,,1)}
        notin{cylinder(0,0,425,60,,1)}
        within{cylinder(0,0,424,100,,1)}
        notin{cylinder(0,0,424,61,,1)}
        within{cylinder(0,0,423,100,,1)}
        notin{cylinder(0,0,423,62,,1)}
        within{cylinder(0,0,422,100,,1)}
        notin{cylinder(0,0,422,63,,1)}
        within{cylinder(0,0,421,100,,1)}
        notin{cylinder(0,0,421,64,,1)}
        within{cylinder(0,0,420,100,,1)}
        notin{cylinder(0,0,420,65,,1)}
    }
}
e(5)
{
    fill
    {
        within{cylinder(0,0,396,60,,16)}
        notin{cylinder(0,0,396,40,,16)}
        within{cylinder(0,0,380,100,,48)}
        notin{cylinder(0,0,380,40,,48)}
        within{cylinder(0,0,332,60,,16)}
        notin{cylinder(0,0,332,40,,16)}
    }
}
e(6)
{
    fill
    {
        within{cylinder(0,0,308,60,,16)}
        notin{cylinder(0,0,308,40,,16)}
        within{cylinder(0,0,292,100,,48)}
        notin{cylinder(0,0,292,40,,48)}
        within{cylinder(0,0,244,60,,16)}
        notin{cylinder(0,0,244,40,,16)}
    }
}
e(7)
{
    fill
    {
        within{cylinder(0,0,220,60,,16)}
        notin{cylinder(0,0,220,40,,16)}
        within{cylinder(0,0,204,100,,48)}
        notin{cylinder(0,0,204,40,,48)}
        within{cylinder(0,0,156,60,,16)}
        notin{cylinder(0,0,156,40,,16)}
    }
}
e(8)
{
    fill
    {
        within{cylinder(0,0,116,170,,8)}
        notin{cylinder(0,0,115,40,,7)}
        within{cylinder(0,0,108,60,,40)}
        notin{cylinder(0,0,108,40,,40)}
    }
}

```

## II. Geometriedatei der Fokussierlinse 1

Nachfolgend ist die Geometriedatei aufgelistet mit deren Hilfe die Simulation der ionenoptischen Elemente der Fokussierlinse 1 erfolgte.

```
pa_define(181,181,213,p,n) ; 90x, 90y, 107z 3D Planar none mirrored
                           ; scaled for 0.5 mm/grid unit
locate(90,90,0){
e(1)
{
  fill
  {
    within{cylinder(0,0,201,40,,6)}
    notin{cylinder(0,0,201,20,,6)}
    within{cylinder(0,0,195,70,,2)}
    notin{cylinder(0,0,195,20,,1)}
    within{cylinder(0,0,192,40,,10)}
    notin{cylinder(0,0,192,30,,10)}
  }
}
e(2)
{
  fill
  {
    within{cylinder(0,0,188,24,,26)}
    notin{cylinder(0,0,188,20,,26)}
    within{cylinder(0,0,162,65,,12)}
    notin{cylinder(0,0,162,20,,12)}
    within{cylinder(0,0,150,24,,2)}
    notin{cylinder(0,0,150,20,,2)}
  }
}
e(3)
{
  fill
  {
    within{cylinder(0,0,144,24,,14)}
    notin{cylinder(0,0,144,20,,14)}
    within{cylinder(0,0,130,65,,12)}
    notin{cylinder(0,0,130,20,,12)}
    within{cylinder(0,0,118,24,,14)}
    notin{cylinder(0,0,118,20,,14)}
  }
}
e(4)
{
  fill
  {
    within{cylinder(0,0,100,24,,2)}
    notin{cylinder(0,0,100,20,,2)}
    within{cylinder(0,0,98,65,,12)}
    notin{cylinder(0,0,98,20,,12)}
    within{cylinder(0,0,86,24,,26)}
    notin{cylinder(0,0,86,20,,26)}
  }
}
e(5)
{
  fill
  {
    within{cylinder(0,0,66,65,,10)}
    notin{cylinder(0,0,66,35,,10)}
    within{cylinder(0,0,55,80,,4)}
  }
}
```

```

        notin{cylinder(0,0,54,20,,3)}
        within{cylinder(0,0,51,38,,14)}
        notin{cylinder(0,0,51,36,,14)}
    }
}

```

### III. Geometriedatei der Zwischenkammer

Nachfolgend ist die Geometriedatei aufgelistet mit deren Hilfe die Simulation der ionenoptischen Elemente der Zwischenkammer erfolgte.

```

pa_define(121,121,855,p,n)    ; 60x, 60y, 427z 3D Planar none mirrored
                             ; scaled for 0.5 mm/grid unit
locate(60,60,0){
e(1)
{
    fill
    {
        within{cylinder(0,0,854,60,,20)}
        notin{cylinder(0,0,854,5,,20)}
        within{cylinder(0,0,834,50,,2)}
        notin{cylinder(0,0,834,3,,2)}
    }
}
e(2)
{
    fill
    {
        within{cylinder(0,0,812,50,,2)}
        notin{cylinder(0,0,812,20,,1)}
    }
}
e(3)
{
    fill
    {
        within{cylinder(0,0,800,50,,60)}
        notin{centered_box3d(-15,0,770,70,100,60)}
    }
}
e(4)
{
    fill
    {
        within{cylinder(0,0,800,50,,60)}
        notin{centered_box3d(15,0,770,70,100,60)}
    }
}
e(5)
{
    fill
    {
        within{cylinder(0,0,730,50,,2)}
        notin{cylinder(0,0,729,20,,1)}
    }
}
e(6)
{
    fill
    {
        within{cylinder(0,0,708,50,,2)}
        notin{cylinder(0,0,708,20,,1)}
    }
}

```

```

    }
  }
e(7)
{
  fill
  {
    within{cylinder(0,0,696,50,,60)}
    notin{centered_box3d(0,-15,666,100,70,60)}
  }
}
e(8)
{
  fill
  {
    within{cylinder(0,0,696,50,,60)}
    notin{centered_box3d(0,15,666,100,70,60)}
  }
}
e(9)
{
  fill
  {
    within{cylinder(0,0,626,50,,2)}
    notin{cylinder(0,0,625,20,,1)}
  }
}
e(10)
{
  fill
  {
    within{cylinder(0,0,604,50,,2)}
    notin{cylinder(0,0,604,20,,1)}
  }
}
e(11)
{
  fill
  {
    within{cylinder(0,0,592,50,,60)}
    notin{centered_box3d(-15,0,562,70,100,60)}
  }
}
e(12)
{
  fill
  {
    within{cylinder(0,0,592,50,,60)}
    notin{centered_box3d(15,0,562,70,100,60)}
  }
}
e(13)
{
  fill
  {
    within{cylinder(0,0,522,50,,2)}
    notin{cylinder(0,0,521,20,,1)}
  }
}
e(14)
{
  fill
  {
    within{cylinder(0,0,500,50,,2)}
    notin{cylinder(0,0,499,20,,1)}
  }
}

```

```

        within{cylinder(0,0,498,50,,300)}
        notin{cylinder(0,0,498,46,,300)}
        within{cylinder(0,0,198,50,,2)}
        notin{cylinder(0,0,198,20,,1)}
    }
}
e(15)
{
    fill
    {
        within{cylinder(0,0,176,50,,2)}
        notin{cylinder(0,0,176,18,,2)}
        within{cylinder(0,0,174,22,,6)}
        notin{cylinder(0,0,174,18,,6)}
    }
}
e(16)
{
    fill
    {
        within{cylinder(0,0,158,50,,4)}
        notin{cylinder(0,0,158,18,,4)}
        within{cylinder(0,0,164,22,,16)}
        notin{cylinder(0,0,164,18,,16)}
    }
}
e(17)
{
    fill
    {
        within{cylinder(0,0,138,50,,2)}
        notin{cylinder(0,0,138,18,,2)}
        within{cylinder(0,0,144,22,,6)}
        notin{cylinder(0,0,144,18,,6)}
    }
}
e(18)
{
    fill
    {
        within{cylinder(0,0,118,50,,2)}
        notin{cylinder(0,0,117,20,,1)}
    }
}
e(19)
{
    fill
    {
        within{cylinder(0,0,96,50,,2)}
        notin{cylinder(0,0,96,3,,2)}
    }
}
}

```

#### IV. Geometriedatei der Zwischenkammer zur Simulation von $a_{\text{eff}}^{\text{stat}}$

Nachfolgend ist die Geometriedatei aufgelistet mit deren Hilfe die Simulation der ionenoptischen Elemente der Zwischenkammer für  $a_{\text{eff}}^{\text{stat}}$  erfolgte.

```

pa_define(121,481,855,p,n) ; 60x, 240y, 427z 3D Planar none mirrored
                           ; scaled for 0.5 mm/grid unit
locate(60,240,0){
e(1)

```

```

{
  fill
  {
    within{cylinder(0,0,854,60,,20)}
    notin{cylinder(0,0,854,5,,20)}
    within{cylinder(0,0,834,50,,2)}
    notin{cylinder(0,0,834,3,,2)}
  }
}
e(2)
{
  fill
  {
    within{cylinder(0,0,812,50,,2)}
    notin{cylinder(0,0,812,20,,1)}
  }
}
e(3)
{
  fill
  {
    within{cylinder(0,0,800,50,,60)}
    notin{centered_box3d(-15,0,770,70,100,60)}
  }
}
e(4)
{
  fill
  {
    within{cylinder(0,0,800,50,,60)}
    notin{centered_box3d(15,0,770,70,100,60)}
  }
}
e(5)
{
  fill
  {
    within{cylinder(0,0,730,50,,2)}
    notin{cylinder(0,0,729,20,,1)}
  }
}
e(6)
{
  fill
  {
    within{cylinder(0,0,708,50,,2)}
    notin{cylinder(0,0,708,20,,1)}
  }
}
e(7)
{
  fill
  {
    within{cylinder(0,0,696,50,,60)}
    notin{centered_box3d(0,-15,666,100,70,60)}
  }
}
e(8)
{
  fill
  {
    within{cylinder(0,0,696,50,,60)}
    notin{centered_box3d(0,15,666,100,70,60)}
  }
}

```

```

    }
e(9)
{
  fill
  {
    within{cylinder(0,0,626,50,,2)}
    notin{cylinder(0,0,625,20,,1)}
  }
}
e(10)
{
  fill
  {
    within{cylinder(0,0,604,50,,2)}
    notin{cylinder(0,0,604,20,,1)}
  }
}
e(11)
{
  fill
  {
    within{cylinder(0,0,592,50,,60)}
    notin{centered_box3d(-15,0,562,70,100,60)}
  }
}
e(12)
{
  fill
  {
    within{cylinder(0,0,592,50,,60)}
    notin{centered_box3d(15,0,562,70,100,60)}
  }
}
e(13)
{
  fill
  {
    within{cylinder(0,0,522,50,,2)}
    notin{cylinder(0,0,521,40,,1)}
  }
}
e(14)
{
  fill
  {
    within{cylinder(0,0,96,220,,2)}
    notin{cylinder(0,0,96,3,,2)}
  }
}
}

```

## V. Benutzerprogramm der Ionenquelle

Nachfolgend ist das Benutzerprogramm aufgelistet mit dessen Hilfe die Simulation der Ionentrajektorien innerhalb der Ionenquelle erfolgte.

```

;-----
; this user program randomly changes the initial ke and direction of ions
; energy is randomly changed +- Percent_Energy_Variation * ke
; ions are emitted randomly within a cone of revolution around the
; ion's defined velocity direction axis
; the full angle of the cone is +- Cone_Angle_Off_Vel_Axis
; (e.g. 90.0 is full hemisphere, 180 is a full sphere)

```



```

;-----
;
;-----
defa Percent_Energy_Variation 1.81 ; (+- 50%) random energy variation
defa Cone_Angle_Off_Vel_Axis 3 ; (+- 90 deg) cone angle hemisphere
defa Emissionsradius_y 1.5 ; Emissionsradius in y Richtung
defa Emissionsradius_z 1.5 ; Emissionsradius in z Richtung
defa N_Zyklen 50 ; Anzahl der Simulationen bzw. Ionenpulse
defa oncemore_a_rerun 1 ; 1 bedeutet wir wollen einen rerun

seg initialize ; initialisiert Geschwindigkeit und Richtung der Ionen
;----- liefert die anfänglichen Geschwindigkeitskomponenten ----
rcl ion_vz_mm ; liefert die Geschwindigkeitskomponenten des Ions
rcl ion_vy_mm
rcl ion_vx_mm
;----- Konvertierung in 3D Polarkoordinaten -----
>p3d ; Umwandlung in Polar 3D
;----- speichern der Werte der Polarkoordinaten -----
sto speed rlup ; speichert Ionengeschwindigkeit
sto az_angle rlup ; speichert Azimutwinkel des Ions
sto el_angle ; speichert Elongationswinkel des Ions
;----- Abfrage Percent_Energy_Variation korrekt? -----
; Zwang 0 <= Percent_Energy_Variation <= 100
rcl Percent_Energy_Variation abs
100 x>y rlup sto Percent_Energy_Variation
;----- Abfrage Cone_Angle_Off_Vel_Axis korrekt? -----
; Zwang 0 <= Cone_Angle_Off_Vel_Axis <= 180
rcl Cone_Angle_Off_Vel_Axis abs
180 x>y rlup sto Cone_Angle_Off_Vel_Axis
; ----- berechnet def. kin. Energie des Ions -----
rcl ion_mass ; liefert Ionenmasse
rcl speed ; Abfrage totale Geschwindigkeit
>ke ; Umwandlung Geschw. in kin. Energie
sto kinetic_energy ; speichert def. kin. Energie des Ions
; ----- berechnet neue zufällige kin. Energie -----
; Umwandlung von Prozent in Anteil
rcl Percent_Energy_Variation 100 /
sto del_energy 2 * rand * ; fac = 2 * del_energy * rand
rcl del_energy - 1 + ; fac += 1 - del_energy
rcl kinetic_energy * ; new ke = fac * ke
; ----- Umwandlung neue kin. Energie in neue Geschw. -----
rcl ion_mass ; liefert Ionenmasse
x><y ; vertausche x und y
>spd ; Umwandlung in Geschw.
sto speed ; speichere neue Geschw.
;-- berechne zufälligen El. Winkel vertausche 90 +- Cone_Angle_Off_Vel_Axis --
;----- Annahme einer Erhöhung um 90 Grad im Mittel-----
;----- Winkel kann generiert werden durch rotieren az +- 90 -----
; (2 * Cone_Angle_Off_Vel_Axis * rand)
2 rcl Cone_Angle_Off_Vel_Axis * rand *
; - Cone_Angle_Off_Vel_Axis + 90
rcl Cone_Angle_Off_Vel_Axis - 90 +
;----- berechne zufälligen Az. Winkel, Wechsel -----
;----- liefert effektiv 360 durch +- Erhöhung der Winkel -----
180 rand * 90 - ; +- 90 zufällig Az
;----- Aufruf neue Ionengeschw. -----
rcl speed ; aufrufen neue Geschw.
;----- andiesem Punkt x = Geschw., y = Az, z = El -----
;----- Umwandlung in rechtwinklige Geschw. Komponenten -----
>r3d ; umwandeln Polar 3D in Rechtwinkl. 3D
;----- El rotieren zurück zu 90 vertikal -----
-90 >elr
;----- El rotieren zurück zu Start Höhe -----
rcl el_angle >elr

```

```

;----- A rotieren zu Start Azimut-----
      rcl az_angle >azr
;----- Erneuern der Geschw. Komponenten mit neuen Werten -----
      sto ion_vx_mm          ; return vx
      rlup
      sto ion_vy_mm          ; return vy
      rlup
      sto ion_vz_mm          ; return vz
;-----
;-----zufällige y-z-Position des Ions-----
      rcl Emissionsradius_y
      sto delta_y 2 * rand *
      rcl delta_y -
      sto Faktor_y
      rcl Faktor_y
      sto ion_py_mm
      rcl Emissionsradius_z
      sto delta_z 2 * rand *
      rcl delta_z -
      sto Faktor_z
      rcl Faktor_z
      sto ion_pz_mm
      rcl oncemore_a_rerun
      x=0 goto kein_rerun    ; wenn keine rerun gewünscht (also
                             ; oncemore_a_rerun=0) dann springe zum
                             ; label kein rerun
      0 sto Rerun_Flym       ; sonst setze rerun_flym auf 0 (wird
                             ; im terminate segment wieder auf 1 gesetzt)
      lbl kein_rerun
      1 sto Rerun_Flym       ; rerun_flym wird hier zwar auf 1 gesetzt
                             ; im terminate segment aber auf 0
seg terminate
      rcl oncemore_a_rerun    ; setzt rerun_flym auf 1 wenn ein
      sto rerun_flym         ; weiterer run erfolgen soll,
                             ; sonst auf 0
      1
      rcl ion_number
      x!=y exit
      rcl N_Zyklen
      1 -
      sto N_Zyklen
      x>0 exit               ; anzahl restzyklen >0, dann rerun
      0 sto oncemore_a_rerun  ; sonst keinen weiteren rerun

```

## VI. Benutzerprogramm der Zwischenkammer

Nachfolgend ist das Benutzerprogramm aufgelistet mit dessen Hilfe die Simulation der Ionentrajektorien innerhalb der Zwischenkammer erfolgte.

```

; Programm zur Steuerung der Ablenkplattenspannungen in der Zwischenkammer
; Thomas Kolling 2008
; Definition der Benutzer justierbaren Variablen -----
; ----- adjustable during flight -----
; ----- adjustable at beginning of flight -----
defa AnfangsSpannung_UP3      0.0          ; AnfangsSpannung an
Ablenkplatte P3
defa EndSpannung_UP3          100.0         ; EndSpannung (Pulsspannung)
an Ablenkplatte P3
defa Spannung_UP4             50.0         ; Spannung an Ablenkplatte P4
defa Spannung_FL2             0.0          ; Spannung an der
Fokussierlinse2
defa Startzeit_Flanke_UP3_usec 25.0        ; Startzeitpunkt des
Ablenkpulses an P3 in µsec

```

## Anhang

```

defa Puls_Laenge_UP3_usec          2.5          ; Pulslänge des Ablenkpulses
an P3 in µsec
defa Anstiegszeit_UP3_usec         0.05          ; Anstiegszeit der Pulsflanke
an P3
defa Abfallzeit_UP3_usec           0.05          ; Abfallzeit der Pulsflanke
an P3
defa PE_Update_each_usec           0.0000000001    ; pe surface update time step in
µsec
defa N_Zyklen                       50            ; Anzahl der
Simulationsdurchläufe bzw. Ionenpulse
defa oncemore_a_rerun               1            ; 1 bedeutet wir wollen einen
rerun
; definition of static variables -----
;defs Spannung_Linse_01             0.0          ; Spannung an Elektrode01
;defs Spannung_Linse_02             0.0          ; Spannung an Elektrode02
;defs Spannung_Linse_05             0.0          ; Spannung an Elektrode05
defs Spannung_Linse_06              0.0          ; Spannung an Elektrode06
defs Spannung_Linse_09              0.0          ; Spannung an Elektrode09
;defs Spannung_Linse_10             0.0          ; Spannung an Elektrode10
;defs Spannung_Linse_13             0.0          ; Spannung an Elektrode13
;defs Spannung_Linse_14             0.0          ; Spannung an Elektrode14
;defs Spannung_Linse_15             0.0          ; Spannung an Elektrode15
;defs Spannung_Linse_17             0.0          ; Spannung an Elektrode17
;defs Spannung_Linse_18             0.0          ; Spannung an Elektrode18
;defs Spannung_Linse_19             0.0          ; Spannung an Elektrode19
defs Spannung_UP1                   0.0          ; Spannung an Ablenkplatte P1
defs Spannung_UP2                   0.0          ; Spannung an Ablenkplatte P2
defs Spannung_UP5                   0.0          ; Spannung an Ablenkplatte P5
defs Spannung_UP6                   0.0          ; Spannung an Ablenkplatte P6
defs first                          0.0          ; first call flag
defs Next_PE_Update_in              0.0          ; next time to update pe surface

; program segments below -----
seg Initialize
rcl oncemore_a_rerun
x=0 goto kein_rerun          ; wenn keine rerun gewuenscht (also
                             ; oncemore_a_rerun=0)dann springe zum
                             ; label kein rerun
0 sto Rerun_Flym             ; sonst setze rerun_flym auf 0 (wird
                             ; im terminate segment wieder auf 1 gesetzt)

lbl kein_rerun
1 sto Rerun_Flym             ; rerun_flym wird hier zwar auf 1 gesetzt
                             ; im terminate segment aber auf 0

seg Init_P_Values
rcl Spannung_UP4
sto Adj_Elect08
exit

seg Fast_Adjust
rcl first
x=0 gsb init
rcl Ion_Time_of_Flight
rcl Startzeit_Flanke_UP3_usec
X>y goto Spannung_1
rcl Ion_Time_of_Flight
rcl Anstiegszeit_UP3_usec
rcl Startzeit_Flanke_UP3_usec
+
x>y goto Spannung_2
rcl Ion_Time_of_Flight
rcl Anstiegszeit_UP3_usec
rcl Startzeit_Flanke_UP3_usec
+
rcl Puls_Laenge_UP3_usec
+

```

```

x>y goto Spannung_3
rcl Ion_Time_of_Flight
rcl Anstiegszeit_UP3_usec
rcl Startzeit_Flanke_UP3_usec
+
rcl Puls_Laenge_UP3_usec
+
rcl Abfallzeit_UP3_usec
+
x>y goto Spannung_4
rcl AnfangsSpannung_UP3
sto Adj_Elect07
exit
lbl init                                ; parameter initialization
subroutine
    ; rcl Spannung_Linse_01
    ; sto Adj_Elect01
    ; rcl Spannung_Linse_02
    ; sto Adj_Elect02
    ; rcl Spannung_Linse_05
    ; sto Adj_Elect05
rcl Spannung_Linse_06
sto Adj_Elect06
rcl Spannung_Linse_09
sto Adj_Elect09
    ; rcl Spannung_Linse_10
    ; sto Adj_Elect10
    ; rcl Spannung_Linse_13
    ; sto Adj_Elect13
    ; rcl Spannung_Linse_14
    ; sto Adj_Elect14
    ; rcl Spannung_Linse_15
    ; sto Adj_Elect15
    ; rcl Spannung_Linse_17
    ; sto Adj_Elect17
    ; rcl Spannung_Linse_18
    ; sto Adj_Elect18
    ; rcl Spannung_Linse_19
    ; sto Adj_Elect19
rcl Spannung_UP1
sto Adj_Elect03
rcl Spannung_UP2
sto Adj_Elect04
rcl AnfangsSpannung_UP3
sto Adj_Elect07
rcl Spannung_UP5
sto Adj_Elect11
rcl Spannung_UP6
sto Adj_Elect12
rcl Spannung_FL2
sto Adj_Elect16
1 sto first                            ; turn off first pass flag
rtn

lbl Spannung_1
    rcl AnfangsSpannung_UP3
    sto Adj_Elect07
    exit

lbl Spannung_2
    rcl AnfangsSpannung_UP3
    rcl Ion_Time_of_Flight
    rcl Startzeit_Flanke_UP3_usec
    -

```

```

        rcl Anstiegszeit_UP3_usec
        /
        rcl EndSpannung_UP3
        *
        +
        sto Adj_Elect07
        exit

lbl Spannung_3
        rcl EndSpannung_UP3
        sto Adj_Elect07
        exit

lbl Spannung_4
        rcl EndSpannung_UP3
        rcl Ion_Time_of_Flight
        rcl Startzeit_Flanke_UP3_usec
        rcl Anstiegszeit_UP3_usec
        +
        rcl Puls_Laenge_UP3_usec
        +
        -
        rcl Abfallzeit_UP3_usec
        /
        rcl EndSpannung_UP3
        *
        -
        sto Adj_Elect07
        exit

seg Other_Actions                                ; used to control pe surface updates
        rcl Next_PE_Update_in                    ; recall time for next pe surface update
        rcl ion_time_of_flight                   ; recall ion's time of flight
        x<y exit                                  ; exit if tof less than next pe update
        rcl PE_Update_each_usec                 ; recall pe update increment
        + sto Next_PE_Update_in                 ; add to tof and store as next pe update
        1 sto Update_PE_Surface                 ; request a pe surface update

seg terminate
        rcl oncemore_a_rerun                    ; setzt rerun_flym auf 1 wenn ein
        sto rerun_flym                          ; weiterer run erfolgen soll,
                                                ; sonst auf 0

        1
        rcl ion_number
        x!=y exit
        rcl N_Zyklen
        1 -
        sto N_Zyklen
        x>0 exit                                ; anzahl restzyklen >0, dann rerun
        0 sto oncemore_a_rerun                  ; sonst keinen weiteren rerun

```

## VII. Benutzerprogramm des Detektors

Nachfolgend ist das Benutzerprogramm aufgelistet mit dessen Hilfe die Simulation der Ionentrajektorien innerhalb des Detektors erfolgte.

```

; Programm zur Steuerung der Ablenkplattenspannungen in der Zwischenkammer
; Thomas Kolling 2008
; Definition der Benutzer justierbaren Variablen -----
; ----- adjustable during flight -----
; ----- adjustable at beginning of flight -----

```

```

defa N_Zyklen          50          ; Anzahl der Simulationsdurchläufe
bzw. Ionenpulse
defa oncemore_a_rerun  1          ; 1 bedeutet wir wollen einen rerun
; definition of static variables -----
; program segments below -----

seg Initialize
  rcl oncemore_a_rerun
  x=0 goto kein_rerun      ; wenn keine rerun gewuenscht (also
                           ; oncemore_a_rerun=0)dann springe zum
                           ; label kein rerun
  0 sto Rerun_Flym         ; sonst setze rerun_flym auf 0 (wird
                           ; im terminate segment wieder auf 1 gesetzt)
  lbl kein_rerun
  1 sto Rerun_Flym         ; rerun_flym wird hier zwar auf 1 gesetzt
                           ; im terminate segment aber auf 0

seg terminate
  rcl oncemore_a_rerun     ; setzt rerun_flym auf 1 wenn ein
  sto rerun_flym          ; weiterer run erfolgen soll,
                           ; sonst auf 0
  1
  rcl ion_number
  x!=y exit
  rcl N_Zyklen
  1 -
  sto N_Zyklen
  x>0 exit                ; anzahl restzyklen >0, dann rerun
  0 sto oncemore_a_rerun   ; sonst keinen weiteren rerun

```

### VIII. Benutzerprogramm der Zwischenkammer zur Simulation von $a_{\text{eff}}^{\text{stat}}$

Nachfolgend ist das Benutzerprogramm aufgelistet mit dessen Hilfe die Simulation der Ionentrajektorien zur Bestimmung von  $a_{\text{eff}}^{\text{stat}}$  erfolgte.

```

; Programm zur Steuerung der Ablenkplattenspannungen in der Zwischenkammer
; Thomas Kolling 2008
; Definition der Benutzer justierbaren Variablen -----
; ----- adjustable during flight -----
; ----- adjustable at beginning of flight -----

defa AnfangsSpannung_UP3      0.0      ; AnfangsSpannung an Ablenkplatte P3
defa EndSpannung_UP3          100.0     ; EndSpannung (Pulsspannung) an P3
defa Spannung_UP4             50.0      ; Spannung an Ablenkplatte P4
;defa Spannung_FL2            0.0       ; Spannung an der Fokussierlinse2
defa Startzeit_Flanke_UP3_usec 25.0     ; Startzeitpunkt des Ablenkpulses an
P3 in usec
defa Puls_Laenge_UP3_usec     2.5       ; Pulslänge des Ablenkpulses an P3
in usec
defa Anstiegszeit_UP3_usec     0.05     ; Anstiegszeit der Pulsflanke an P3
defa Abfallzeit_UP3_usec      0.05      ; Abfallzeit der Pulsflanke an P3
defa PE_Update_each_usec      0.000000001 ; pe surface update time step in
usec
;defa N_Zyklen                50        ; Anzahl der Simulationsdurchläufe
bzw. Ionenpulse
;defa oncemore_a_rerun        1         ; 1 bedeutet wir wollen einen rerun

; definition of static variables -----
;defs Spannung_Linse_01      0.0        ; Spannung an Elektrode01
;defs Spannung_Linse_02      0.0        ; Spannung an Elektrode02
;defs Spannung_Linse_05      0.0        ; Spannung an Elektrode05
defs Spannung_Linse_06       0.0        ; Spannung an Elektrode06
defs Spannung_Linse_09       0.0        ; Spannung an Elektrode09

```

```

defs Spannung_Linse_10      0.0      ; Spannung an Elektrode10
;defs Spannung_Linse_13    0.0      ; Spannung an Elektrode13
;defs Spannung_Linse_14    0.0      ; Spannung an Elektrode14
;defs Spannung_Linse_15    0.0      ; Spannung an Elektrode15
;defs Spannung_Linse_17    0.0      ; Spannung an Elektrode17
;defs Spannung_Linse_18    0.0      ; Spannung an Elektrode18
;defs Spannung_Linse_19    0.0      ; Spannung an Elektrode19
defs Spannung_UP1           0.0      ; Spannung an Ablenkplatte P1
defs Spannung_UP2           0.0      ; Spannung an Ablenkplatte P2
; defs Spannung_UP5         0.0      ; Spannung an Ablenkplatte P5
; defs Spannung_UP6         0.0      ; Spannung an Ablenkplatte P6
defs first                  0.0      ; first call flag
defs Next_PE_Update_in      0.0      ; next time to update pe surface

; program segments below -----

;seg Initialize
;   rcl oncemore_a_rerun
;   x=0 goto kein_rerun      ; wenn keine rerun gewuenscht (also
;                           ; oncemore_a_rerun=0)dann springe zum
;                           ; label kein rerun
;
;   0 sto Rerun_Flym         ; sonst setze rerun_flym auf 0 (wird
;                           ; im terminate segment wieder auf 1 gesetzt)
;
;   lbl kein_rerun
;   1 sto Rerun_Flym         ; rerun_flym wird hier zwar auf 1 gesetzt
;                           ; im terminate segment aber auf 0
seg Init_P_Values
rcl Spannung_UP4
sto Adj_Elect08
exit
seg Fast_Adjust
rcl first
x=0 gsb init
rcl Ion_Time_of_Flight
rcl Startzeit_Flanke_UP3_usec
X>y goto Spannung_1
rcl Ion_Time_of_Flight
rcl Anstiegszeit_UP3_usec
rcl Startzeit_Flanke_UP3_usec
+
x>y goto Spannung_2
rcl Ion_Time_of_Flight
rcl Anstiegszeit_UP3_usec
rcl Startzeit_Flanke_UP3_usec
+
rcl Puls_Laenge_UP3_usec
+
x>y goto Spannung_3
rcl Ion_Time_of_Flight
rcl Anstiegszeit_UP3_usec
rcl Startzeit_Flanke_UP3_usec
+
rcl Puls_Laenge_UP3_usec
+
rcl Abfallzeit_UP3_usec
+
x>y goto Spannung_4
rcl AnfangsSpannung_UP3
sto Adj_Elect07
exit
lbl init                    ; parameter initialization subroutine
;   rcl Spannung_Linse_01
;   sto Adj_Elect01
;   rcl Spannung_Linse_02

```

```

        ; sto Adj_Elect02
        ; rcl Spannung_Linse_05
        ; sto Adj_Elect05
rcl Spannung_Linse_06
sto Adj_Elect06
rcl Spannung_Linse_09
sto Adj_Elect09
rcl Spannung_Linse_10
sto Adj_Elect10
        ; rcl Spannung_Linse_13
        ; sto Adj_Elect13
        ; rcl Spannung_Linse_14
        ; sto Adj_Elect14
        ; rcl Spannung_Linse_15
        ; sto Adj_Elect15
        ; rcl Spannung_Linse_17
        ; sto Adj_Elect17
        ; rcl Spannung_Linse_18
        ; sto Adj_Elect18
        ; rcl Spannung_Linse_19
        ; sto Adj_Elect19
rcl Spannung_UP1
sto Adj_Elect03
rcl Spannung_UP2
sto Adj_Elect04
rcl AnfangsSpannung_UP3
sto Adj_Elect07
        ; rcl Spannung_UP5
        ; sto Adj_Elect11
        ; rcl Spannung_UP6
        ; sto Adj_Elect12
        ; rcl Spannung_FL2
        ; sto Adj_Elect16
1 sto first                                ; turn off first pass flag
rtn
lbl Spannung_1
rcl AnfangsSpannung_UP3
sto Adj_Elect07
exit
lbl Spannung_2
rcl AnfangsSpannung_UP3
rcl Ion_Time_of_Flight
rcl Startzeit_Flanke_UP3_usec
-
rcl Anstiegszeit_UP3_usec
/
rcl EndSpannung_UP3
*
+
sto Adj_Elect07
exit
lbl Spannung_3
rcl EndSpannung_UP3
sto Adj_Elect07
exit
lbl Spannung_4
rcl EndSpannung_UP3
rcl Ion_Time_of_Flight
rcl Startzeit_Flanke_UP3_usec
rcl Anstiegszeit_UP3_usec
+
rcl Puls_Laenge_UP3_usec
+
-

```



```

    rcl Abfallzeit_UP3_usec
    /
    rcl EndSpannung_UP3
    *
    -
    sto Adj_Elect07
    exit

seg Other_Actions                                ; used to control pe surface updates

    rcl Next_PE_Update_in                        ; recall time for next pe surface update
    rcl ion_time_of_flight                      ; recall ion's time of flight
    x<y exit                                     ; exit if tof less than next pe update
    rcl PE_Update_each_usec                    ; recall pe update increment
    + sto Next_PE_Update_in                    ; add to tof and store as next pe update
    1 sto Update_PE_Surface                    ; request a pe surface update

;seg terminate

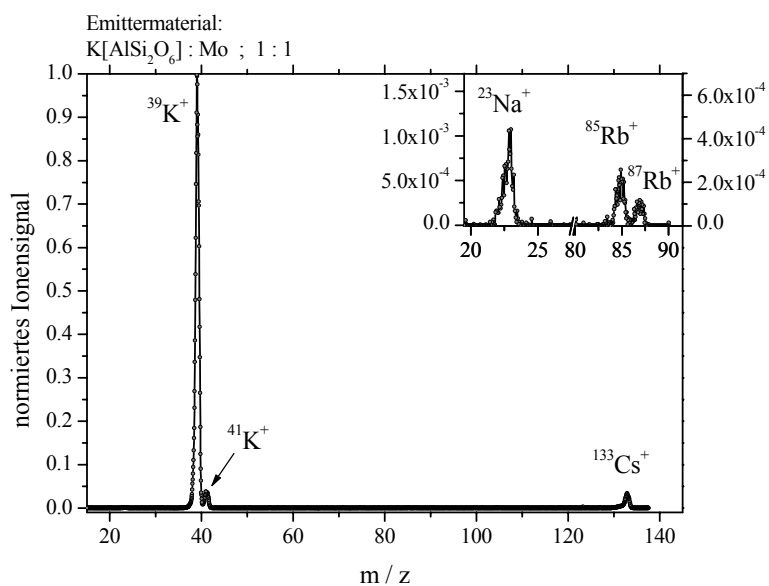
    ;    rcl oncemore_a_rerun                    ; setzt rerun_flym auf 1 wenn ein
    ;    sto rerun_flym                        ; weiterer run erfolgen soll,
                                           ; sonst auf 0

    ;    1
    ;    rcl ion_number
    ;    x!=y exit
    ;    rcl N_Zyklen
    ;    1 -
    ;    sto N_Zyklen
    ;    x>0 exit                                ; anzahl restzyklen >0, dann rerun
    ;    0 sto oncemore_a_rerun                ; sonst keinen weiteren rerun

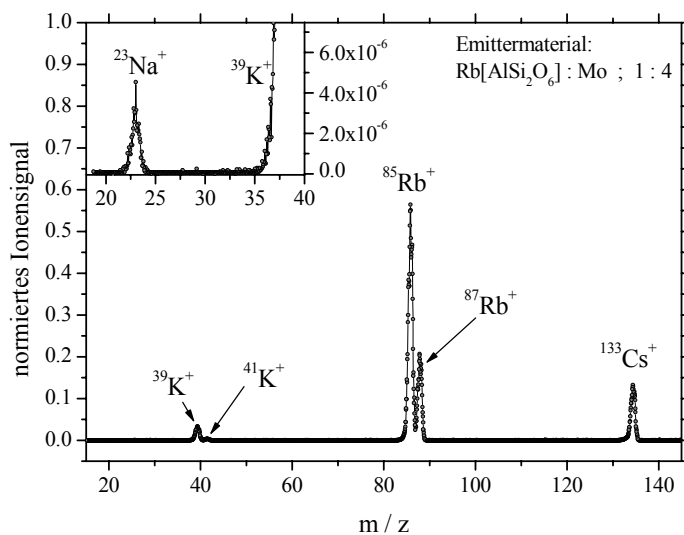
```

### 8.3 Ergänzungen zu Kapitel 4.1

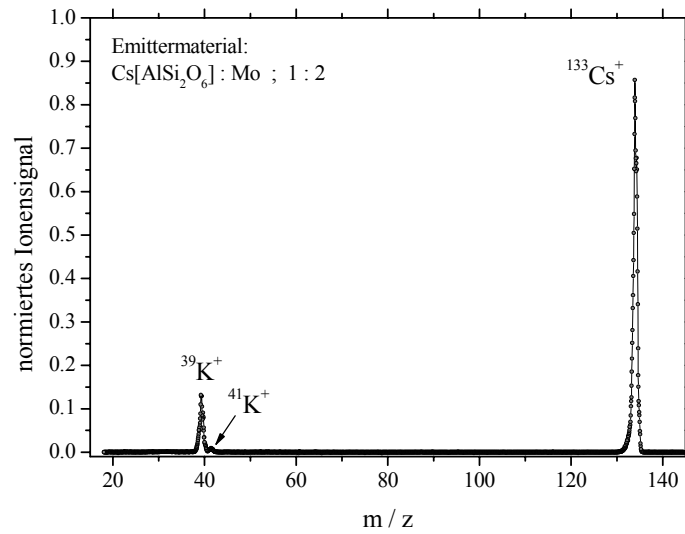
Im Folgenden sind in Abb. 8-7 bis Abb. 8-10 Quadrupol-Massenspektren der in dieser Arbeit zur Anwendung gelangten Emitttermaterialien dargestellt. In Tab. 8-1 bis Tab. 8-4 sind die entsprechenden experimentell bestimmten Massenanteile der einzelnen Ionenspezies aufgelistet. Die Tab. 8-5 bis Tab. 8-7 zeigen die Herstellerangaben zu den kationischen Massenanteilen der zur Herstellung des Emitttermaterials verwendeten kommerziellen Karbonate.



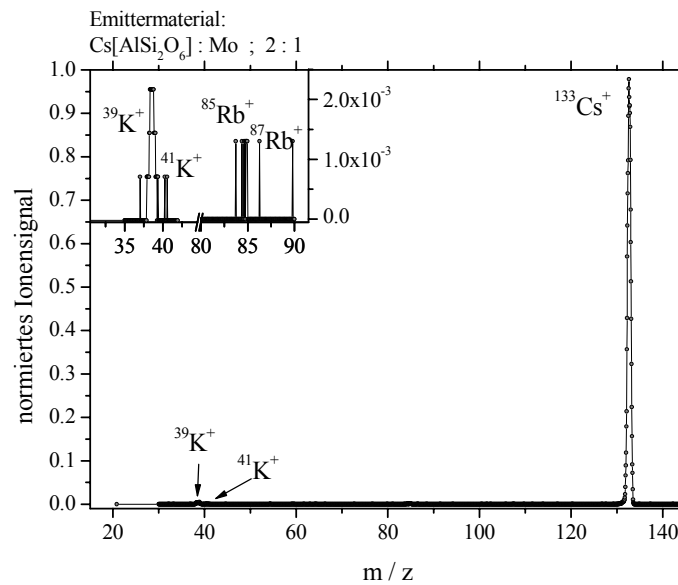
**Abb. 8-7** Quadrupol-Massenspektrum des Emittiermaterials K[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo im Mischungsverhältnis 1:1 bei einem Heizstrom  $I_{\text{Heiz}}=3.2\text{A}$  und einer Repellerspannung von  $U_{\text{Rep}}=30\text{V}$ . Die eingefügte Grafik zeigt die Bereiche in denen  $^{23}\text{Na}^+$ ,  $^{85}\text{Rb}^+$ - und  $^{87}\text{Rb}^+$ -Ionen mit höherer Auflösung detektiert wurden.



**Abb. 8-8** Quadrupol-Massenspektrum des Emittiermaterials Rb[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo im Mischungsverhältnis 1:4 bei einem Heizstrom  $I_{\text{Heiz}}=3.2\text{A}$  und einer Repellerspannung von  $U_{\text{Rep}}=30\text{V}$ . Die eingefügte Grafik zeigt den Bereich in dem  $^{23}\text{Na}^+$ -Ionen mit höherer Auflösung detektiert wurden.



**Abb. 8-9** Quadrupol-Massenspektrum des Emitttermaterials Cs[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo im Mischungsverhältnis 1:2 bei einem Heizstrom  $I_{\text{Heiz}}=3.2\text{A}$  und einer Repellerspannung von  $U_{\text{Rep}}=30\text{V}$ .



**Abb. 8-10** Quadrupol-Massenspektrum des Emitttermaterials Cs[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo im Mischungsverhältnis 2:1 bei einem Heizstrom  $I_{\text{Heiz}}=3.2\text{A}$  und einer Repellerspannung von  $U_{\text{Rep}}=30\text{V}$ . Die eingefügte Grafik zeigt die Bereiche in denen  $^{39}\text{K}^+$ ,  $^{41}\text{K}^+$ ,  $^{85}\text{Rb}^+$  und  $^{87}\text{Rb}^+$ -Ionen mit höherer Auflösung detektiert wurden.

**Tab. 8-1** Übersicht der experimentell bestimmten Massenanteile der Alkaliionen des Emitttermaterials  $\text{K}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$  im Mischungsverhältnis 1:1.

Material	Spezies	Massenanteil
$\text{K}[\text{AlSi}_2\text{O}_6] : \text{Mo} ; 1 : 1$	$^{39}\text{K}^+ \text{ \& } ^{41}\text{K}^+$	95.8796 %
	$^{23}\text{Na}^+$	0.7301 %
	$^{85}\text{Rb}^+ \text{ \& } ^{87}\text{Rb}^+$	0.3300 %
	$^{133}\text{Cs}^+$	4.0143 %

**Tab. 8-2** Übersicht der experimentell bestimmten Massenanteile der Alkaliionen des Emitttermaterials  $\text{Rb}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$  im Mischungsverhältnis 1:4.

Material	Spezies	Massenanteil
$\text{Rb}[\text{AlSi}_2\text{O}_6] : \text{Mo} ; 1 : 4$	$^{85}\text{Rb}^+ \text{ \& } ^{87}\text{Rb}^+$	81.3488 %
	$^{23}\text{Na}^+$	3.1314 %
	$^{39}\text{K}^+ \text{ \& } ^{41}\text{K}^+$	3.6545%
	$^{133}\text{Cs}^+$	14.9964 %

**Tab. 8-3** Übersicht der experimentell bestimmten Massenanteile der Alkaliionen des Emitttermaterials  $\text{Cs}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$  im Mischungsverhältnis 1:2.

Material	Spezies	Massenanteil
$\text{Cs}[\text{AlSi}_2\text{O}_6] : \text{Mo} ; 1 : 2$	$^{133}\text{Cs}^+$	87.0932 %
	$^{39}\text{K}^+ \text{ \& } ^{41}\text{K}^+$	12.9068 %

**Tab. 8-4** Übersicht der experimentell bestimmten Massenanteile der Alkaliionen des Emitttermaterials Cs[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo im Mischungsverhältnis 2:1.

Material	Spezies	Massenanteil
Cs[AlSi <sub>2</sub> O <sub>6</sub> ] : Mo ; 2 : 1	<sup>133</sup> Cs <sup>+</sup>	99.3554 %
	<sup>39</sup> K <sup>+</sup> & <sup>41</sup> K <sup>+</sup>	0.48 %
	<sup>85</sup> Rb <sup>+</sup> & <sup>87</sup> Rb <sup>+</sup>	0.14 %

**Tab. 8-5** Übersicht der Angabe zu den kationischen Massenanteilen des zur Herstellung der jeweiligen Emitttermaterialien verwendeten K<sub>2</sub>CO<sub>3</sub> Karbonates der Firma Merck (Best. Nr. 12005).

Material	Spezies	Massenanteil
K <sub>2</sub> CO <sub>3</sub>	K	≥ 99.5 %
	Na	≤ 0.005 %
	Al	≤ 0.005 %
	Ca	≤ 0.005 %
	Mg	≤ 0.005 %

**Tab. 8-6** Übersicht der Angabe zu den kationischen Massenanteilen des zur Herstellung der jeweiligen Emitttermaterialien verwendeten  $\text{Rb}_2\text{CO}_3$  Karbonates der Firma Fluka (Best. Nr. 83970).

Material	Spezies	Massenanteil
$\text{Rb}_2\text{CO}_3$	Rb	$\geq 99.0 \%$
	K	$\leq 0.5 \%$
	Na	$\leq 0.01 \%$
	Ca	$\leq 0.005 \%$
	Cd	$\leq 0.005 \%$
	Co	$\leq 0.005 \%$
	Cu	$\leq 0.005 \%$
	Fe	$\leq 0.005 \%$
	Ni	$\leq 0.005 \%$
	Pb	$\leq 0.005 \%$
	Zn	$\leq 0.005 \%$

**Tab. 8-7** Übersicht der Angabe zu den kationischen Massenanteilen des zur Herstellung der jeweiligen Emitttermaterialien verwendeten  $\text{Cs}_2\text{CO}_3$  Karbonates der Firma Fluka (Best. Nr. 20959).

Material	Spezies	Massenanteil
$\text{Cs}_2\text{CO}_3$	Cs	$\geq 99.0 \%$
	K	$\leq 0.005 \%$
	Na	$\leq 0.005 \%$
	Ca	$\leq 0.001 \%$
	Cd	$\leq 0.0005 \%$
	Co	$\leq 0.0005 \%$
	Cu	$\leq 0.0005 \%$
	Fe	$\leq 0.0005 \%$
	Mg	$\leq 0.0005 \%$
	Mn	$\leq 0.0005 \%$
	Ni	$\leq 0.0005 \%$
	Pb	$\leq 0.0005 \%$
	Zn	$\leq 0.0005 \%$

Da die direkte Messung der Emittertemperatur während des Messvorgangs aus technischen und apparativen Gründen nicht möglich war, wurde die Bestimmung der Emittertemperatur indirekt vorgenommen. Zur Bestimmung der Emittertemperatur in Abhängigkeit vom Heizstrom  $I_{\text{Heiz}}$  der Ionenquelle wurde der Aufbau in Abb. 3-9 dahingehend verändert, dass der Kollektor im Abstand  $d_{\text{kol}} = 1\text{cm}$  durch einen Infrarotsensor der Firma Thermometrics, vom Typ ZTP-135SR, im Abstand von  $d_{\text{IR}} = 2.5\text{cm}$  ersetzt wurde. Der IR-Sensor detektiert die vom Emitttermaterial in Folge seiner Temperatur emittierte Infrarotstrahlung und lieferte dabei eine, durch ein Multimeter der Firma Keithley (Typ DMM 196) mit einer Genauigkeit von  $100\text{nV}$  aufgezeichnete, Ausgangsspannung  $U_{\text{IR}}$ . Dies in Abhängigkeit von dem am Emittter eingestellten Heizstrom  $I_{\text{Heiz}}$  bzw. der damit verbundenen Emittertemperatur (siehe Abb. 8-11). Um die

Ausgangsspannung des IR-Sensors mit der Emittertemperatur in Beziehung setzen zu können, wurde zuvor eine separate Eichmessung durchgeführt. Hierzu wurde mit einem Thermoelement vom Typ K in direktem Kontakt mit einem geheizten Emitter im Vakuum die Temperatur registriert. Der Zusammenhang zwischen der Temperatur und der Thermospannung des Thermoelementes vom Typ K ist hierbei durch die Gleichung (8.1) gegeben.

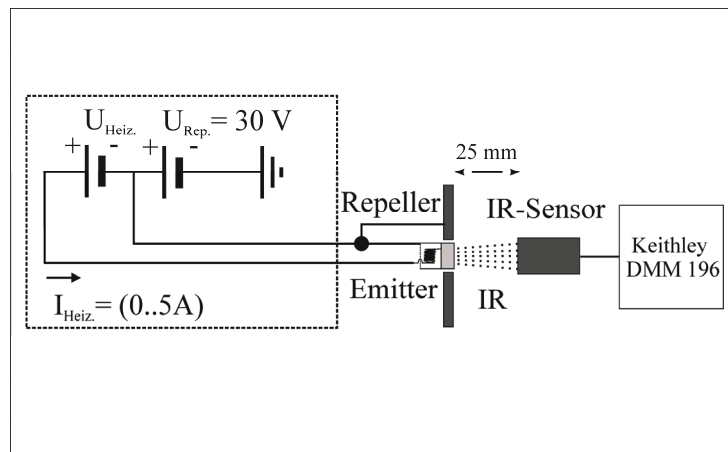
$$T(^{\circ}\text{C}) = 10.969985 + 24293.757223 * U_{\text{Thermo}} \quad (8.1)$$

Parallel hierzu wird die mit dem IR-Sensor, in einem Abstand von  $d_{\text{IR}} = 2.5\text{cm}$ , registrierte IR-Strahlung respektive die erzeugte Ausgangsspannung  $U_{\text{IR}}$  gemessen. Die hieraus hervorgehende Messkurve, welche die Abhängigkeit zwischen Temperatur und Ausgangsspannung  $U_{\text{IR}}$  angibt, ist in Abb. 8-12 dargestellt. Die Messkurve kann in der Folge durch die Funktion (8.2) angenähert werden. Diese stellt den Zusammenhang zwischen Emittertemperatur und Ausgangsspannung  $U_{\text{IR}}$  des IR-Sensors her.

$$T(^{\circ}\text{C}) = 12.51016 + 9627.28648 * (U_{\text{IR}})^{0.64701} \quad (8.2)$$

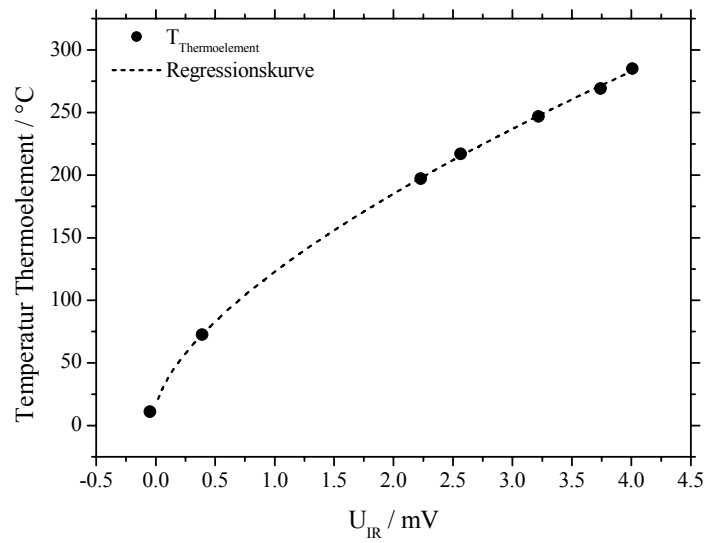
Abb. 8-13 zeigt die hieraus erfolgte Eichmessung der Temperatur in Abhängigkeit vom Heizstrom  $I_{\text{Heiz}}$ . Diese wurde an einem der neu konzipierten Emitter, in diesem Falle an  $\text{Cs}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$  (1:1), durchgeführt. Der Zusammenhang zwischen dem Heizstrom  $I_{\text{Heiz}}$  des Emitters und der Emittertemperatur ist durch die Regressionsgerade aus Gleichung (8.3) gegeben.

$$T(^{\circ}\text{C}) = -64.99933 + 189.80689 * I_{\text{Heiz}} \quad (8.3)$$

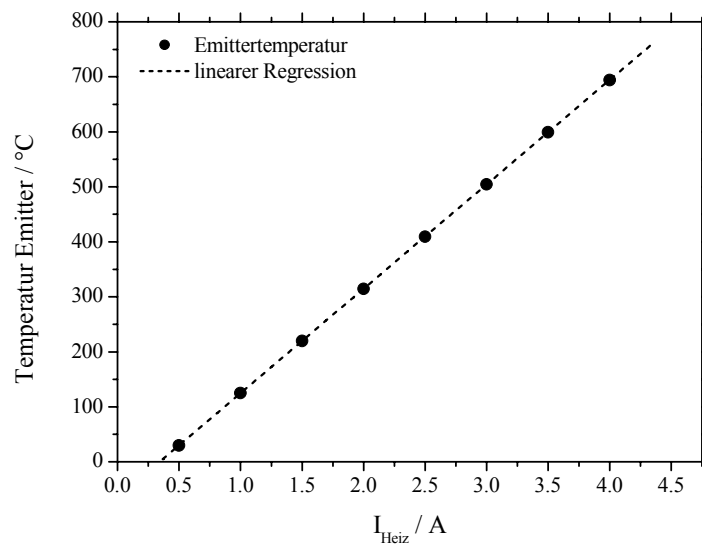


**Abb. 8-11** Anordnung zur Bestimmung der Emittertemperatur in Abhängigkeit vom Heizstrom  $I_{\text{Heiz}}$  der Ionenquelle bei einer konstanten Repellerspannung  $U_{\text{Rep}} = 30\text{V}$ .

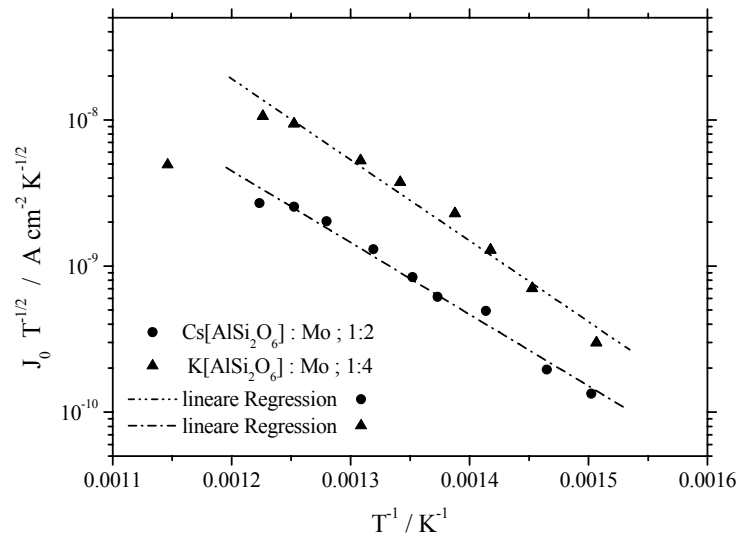




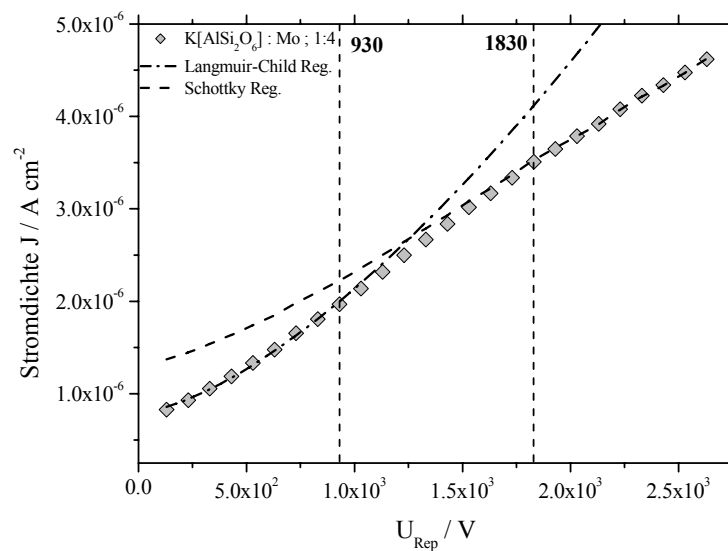
**Abb. 8-12** Zusammenhang zwischen der vom Thermoelement gemessenen Temperatur und der vom IR-Sensor ausgegebenen Spannung.



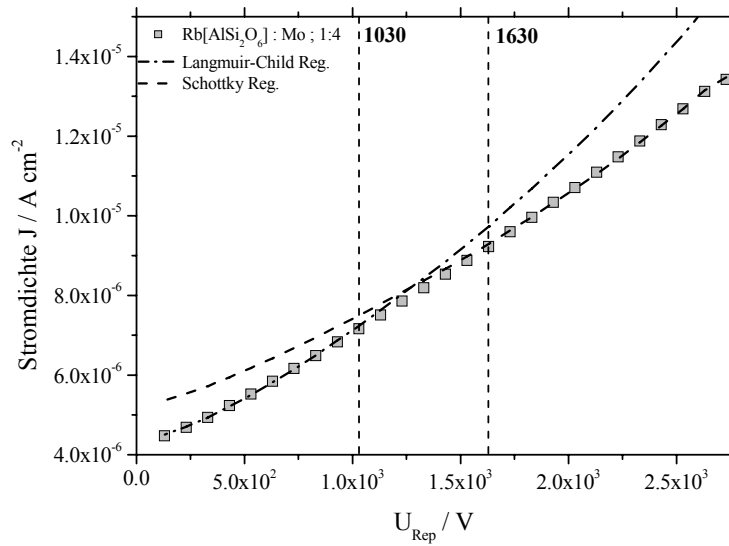
**Abb. 8-13** Emittertemperatur in Abhängigkeit vom Heizstrom  $I_{Heiz}$  für den Emmitter  $\text{Cs}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$  (1:1).



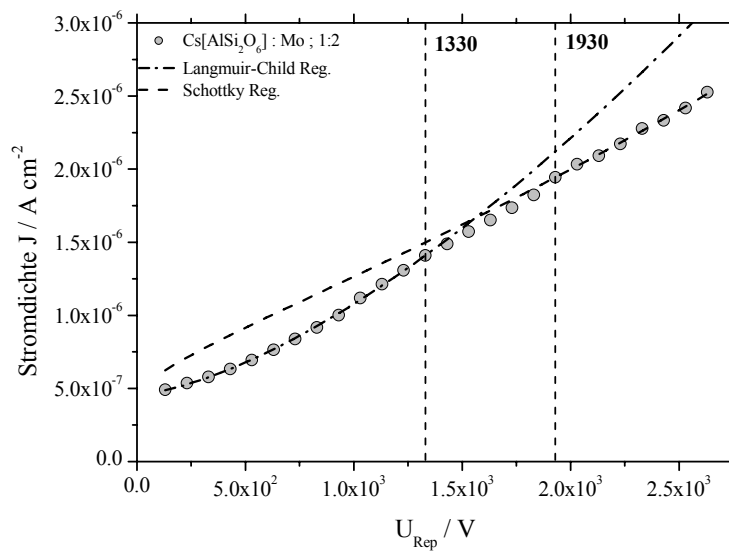
**Abb. 8-14** Inverse Temperaturabhängigkeit der Ionenstromdichte  $J_0$  für  $K^+$ -Ionen aus  $K[AlSi_2O_6]:Mo$  (1:4) und für  $Cs^+$ -Ionen aus  $Cs[AlSi_2O_6]:Mo$  (1:2) unter der Annahme einer Maxwell-Boltzmann Verteilung der Ionen im Emittiermaterial.



**Abb. 8-15** Darstellung des Übergangsbereiches zwischen dem Langmuir-Child Verhalten und dem Schottky Verhalten für das Emittiermaterial  $K[AlSi_2O_6]:Mo$  (1:4). Der Gültigkeitsbereich von Langmuir-Child wurde durch eine  $(U_{Rep})^{3/2}$  abhängige Regression sowie der Gültigkeitsbereich von Schottky durch eine  $(U_{Rep})^{1/2}$  abhängige Regression angenähert.

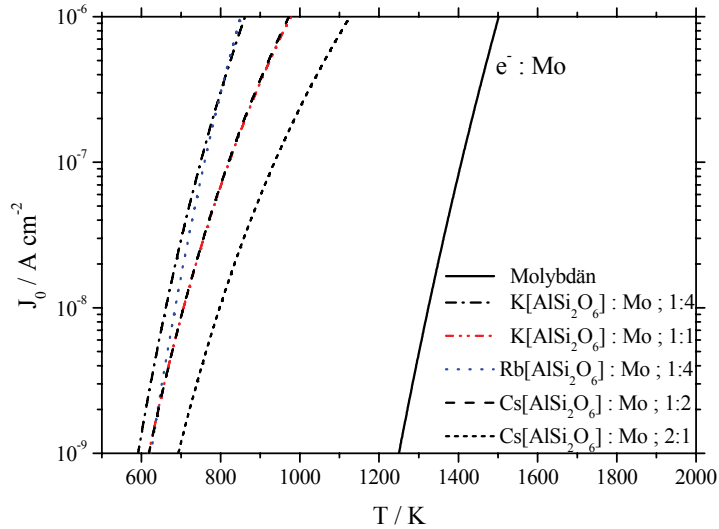


**Abb. 8-16** Darstellung des Übergangsbereiches zwischen dem Langmuir-Child Verhalten und dem Schottky Verhalten für das Emittiermaterial  $\text{Rb}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$  (1:4). Der Gültigkeitsbereich von Langmuir-Child wurde durch eine  $(U_{\text{Rep}})^{3/2}$  abhängige Regression sowie der Gültigkeitsbereich von Schottky durch eine  $(U_{\text{Rep}})^{1/2}$  abhängige Regression angenähert.

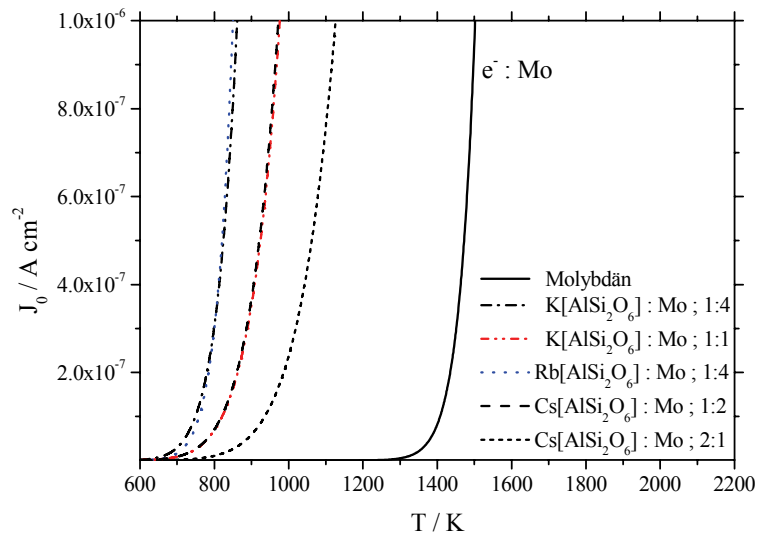


**Abb. 8-17** Darstellung des Übergangsbereiches zwischen dem Langmuir-Child Verhalten und dem Schottky Verhalten für das Emittiermaterial  $\text{Cs}[\text{AlSi}_2\text{O}_6]:\text{Mo}$  (1:2). Der Gültigkeitsbereich von Langmuir-Child wurde durch eine  $(U_{\text{Rep}})^{3/2}$  abhängige Regression sowie der Gültigkeitsbereich von Schottky durch eine  $(U_{\text{Rep}})^{1/2}$  abhängige Regression angenähert.

Abb. 8-18 und Abb. 8-19 zeigt einen Vergleich zwischen den Ionenstromdichten der untersuchten Emittiermaterialien (analytisch gerechnet mit den Werten für  $\Phi$  und  $A$  aus Tab. 4-2) und der Elektronenstromdichte von aus Molybdän thermisch emittierten Elektronen nach der Richardson-Dushman Gleichung (4.2). Mit  $\Phi_{Mo}=4.2eV$  und  $A_{Mo}=55Acm^{-2}K^{-2}$  aus [271].



**Abb. 8-18** Temperaturabhängigkeit der Stromdichte  $J_0$  für  $e^-$  Emission aus Molybdän,  $K^+$ -Ionen aus K[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo (1:4) und K[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo (1:1), für  $Cs^+$ -Ionen aus Cs[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo (1:2) und Cs[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo (2:1) und  $Rb^+$ -Ionen aus Rb[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo (1:4). Logarithmische Skalierung der Stromdichte  $J_0$ .



**Abb. 8-19** Temperaturabhängigkeit der Stromdichte  $J_0$  für  $e^-$  aus Molybdän,  $K^+$ -Ionen aus K[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo (1:4) und K[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo (1:1), für  $Cs^+$ -Ionen aus Cs[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo (1:2) und Cs[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo (2:1) und  $Rb^+$ -Ionen aus Rb[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo (1:4). Lineare Skalierung der Stromdichte  $J_0$ .

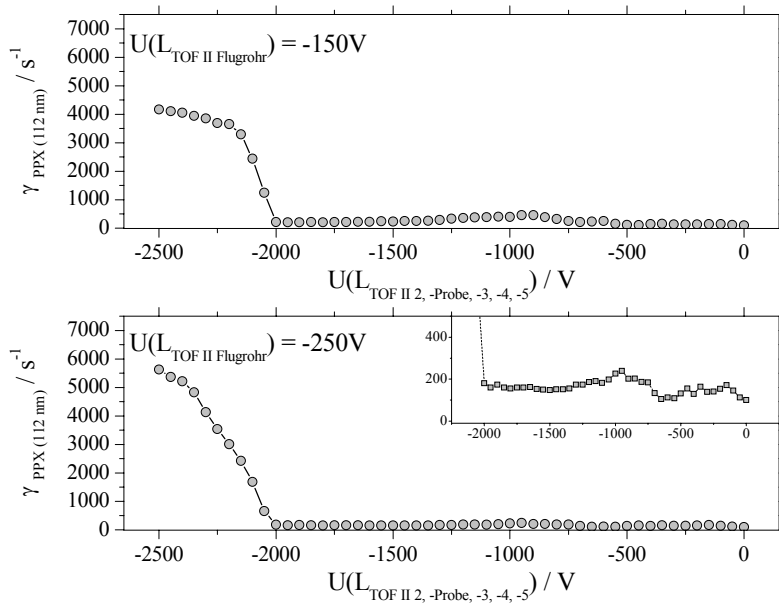
## 8.4 Messreihen / Simulationen / Analysen zu Kapitel 4.2.1 & zu Kapitel 4.2.2

Nachstehend erfolgt in Unterkapitel 8.4.1 eine Auflistung der experimentellen Messreihen aus Kapitel 4.2.1. Dargestellt werden die Messungen für unterschiedliche Spannungen an  $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}})$  mit einem kontinuierlichen Ionenstrahl an PPX-Membranen der Dicke  $d_{PPX}=112\text{nm}$  und  $d_{PPX}=2.8\mu\text{m}$  unter Variation der Spannung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$ . Ergänzend zu den Analysen in Kapitel 4.2.1 sind weitere SIMION Simulationen aufgeführt. Im Unterkapitel 8.4.2 erfolgt eine Auflistung experimenteller Messreihen aus Kapitel 4.2.2. Dargestellt werden die Messungen für die Spannungen von  $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}})=\pm 2500\text{V}$  mit einem gepulsten Ionenstrahl der Pulsbreiten  $\Delta\tau=4\mu\text{s}$  und  $\Delta\tau=2\mu\text{s}$  an einer PPX-Membran der Dicke  $d_{PPX}=2.8\mu\text{m}$  unter Variation der Spannung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$ . Im Weiteren sind hier ergänzend zu Kapitel 4.2.2 Simulationen und Analysen aufgeführt.

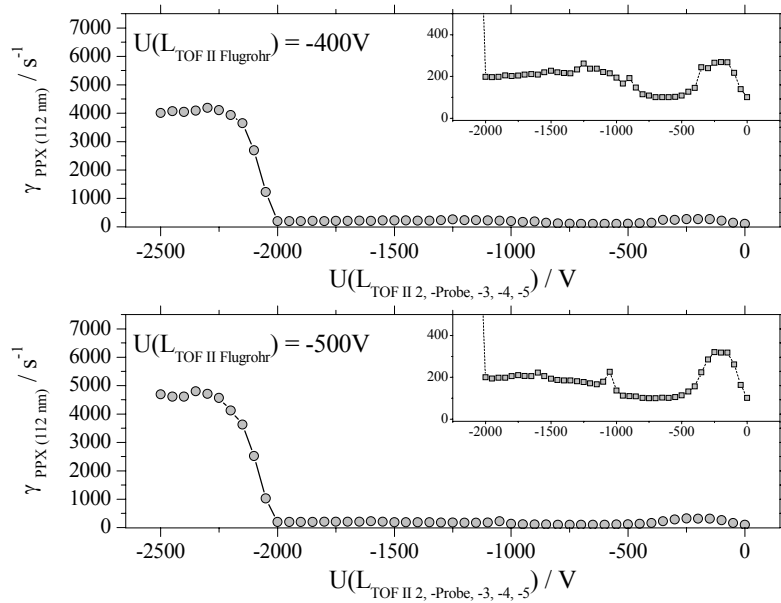
### 8.4.1 Ergänzungen zu Kapitel 4.2.1

#### Experimentelle Messergebnisse für eine PPX-Membrandicke von $d_{PPX} = 112\text{nm}$

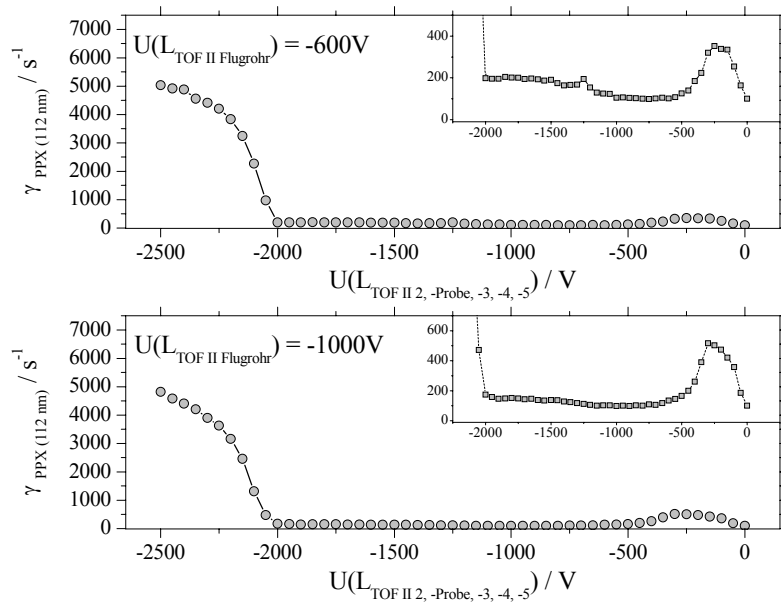
Messreihen mit kontinuierlichem Ionenstrahl.



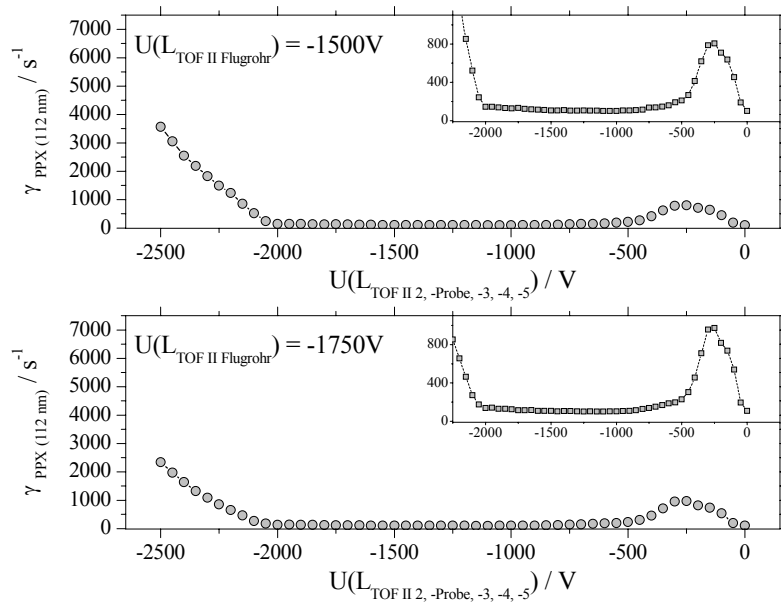
**Abb. 8-20** Detektierte Zählraten  $\gamma_{PPX(112\text{nm})}$  bei Variation von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=0\text{V}$  bis  $-2500\text{V}$  und den retardierenden Spannungen  $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}})=-150\text{V}$  &  $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}})=-250\text{V}$  bei einer Membrandicke von  $d_{PPX}=112\text{nm}$ .



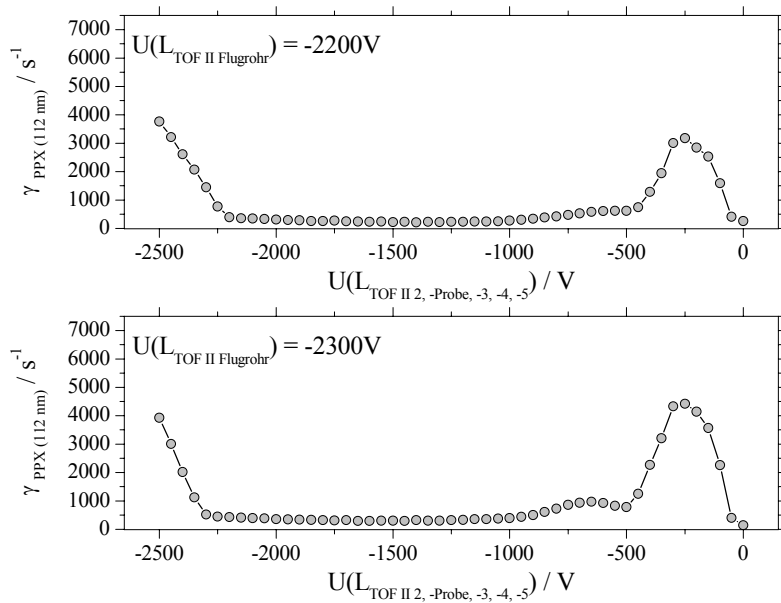
**Abb. 8-21** Detektierte Zählraten  $\gamma_{PPX(112\text{ nm})}$  bei Variation von  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}}) = 0\text{V}$  bis  $-2500\text{V}$  und den retardierenden Spannungen  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}}) = -400\text{V}$  &  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}}) = -500\text{V}$  bei einer Membrandicke von  $d_{PPX} = 112\text{ nm}$ .



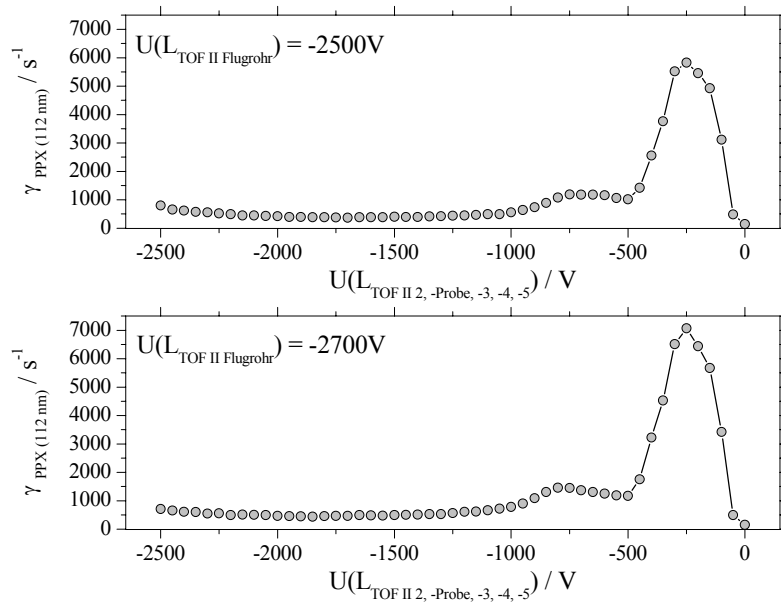
**Abb. 8-22** Detektierte Zählraten  $\gamma_{PPX(112\text{ nm})}$  bei Variation von  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}}) = 0\text{V}$  bis  $-2500\text{V}$  und den retardierenden Spannungen  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}}) = -600\text{V}$  &  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}}) = -1000\text{V}$  bei einer Membrandicke von  $d_{PPX} = 112\text{ nm}$ .



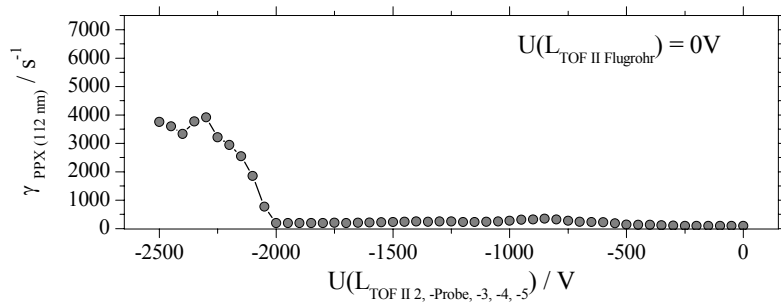
**Abb. 8-23** Detektierte Zählraten  $\gamma_{PPX(112\text{ nm})}$  bei Variation von  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}}) = 0\text{V}$  bis  $-2500\text{V}$  und den retardierenden Spannungen  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}}) = -1500\text{V}$  &  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}}) = -1750\text{V}$  bei einer Membrandicke von  $d_{PPX} = 112\text{ nm}$ .



**Abb. 8-24** Detektierte Zählraten  $\gamma_{PPX(112\text{ nm})}$  bei Variation von  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}}) = 0\text{V}$  bis  $-2500\text{V}$  und den retardierenden Spannungen  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}}) = -2200\text{V}$  &  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}}) = -2300\text{V}$  bei einer Membrandicke von  $d_{PPX} = 112\text{ nm}$ .

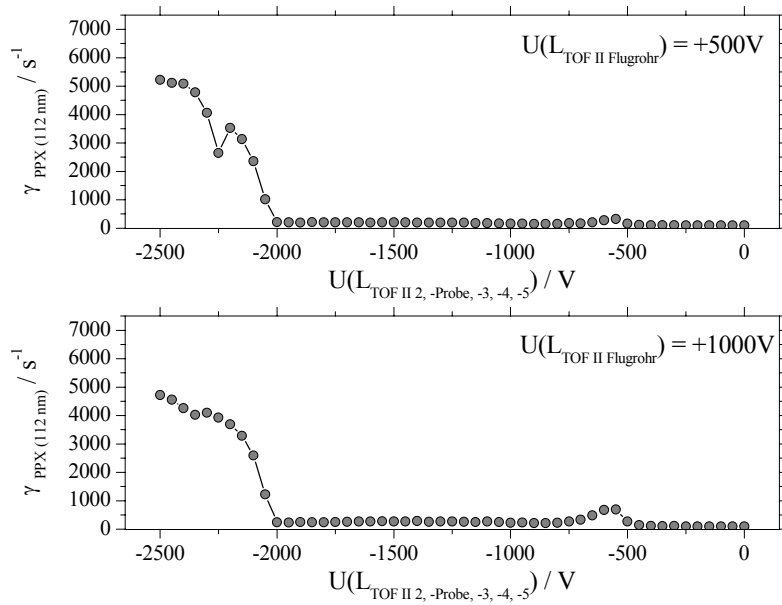


**Abb. 8-25** Detektierte Zählraten  $\gamma_{PPX(112\text{ nm})}$  bei Variation von  $U(L_{TOF\ II\ 2, -Probe, -3, -4, -5}) = 0\text{V}$  bis  $-2500\text{V}$  und den retardierenden Spannungen  $U(L_{TOF\ II\ Flugrohr}) = -2500\text{V}$  &  $U(L_{TOF\ II\ Flugrohr}) = -2700\text{V}$  bei einer Membrandicke von  $d_{PPX} = 112\text{ nm}$ .

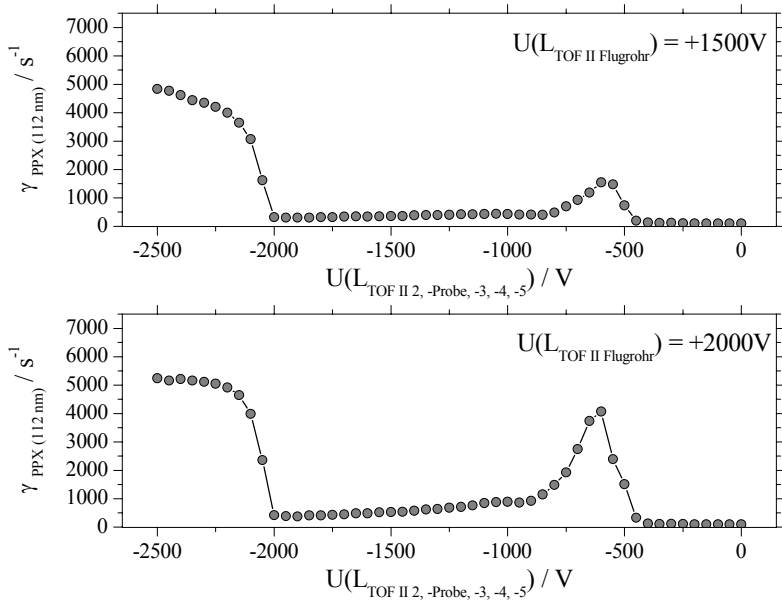


**Abb. 8-26** Detektierte Zählraten  $\gamma_{PPX(112\text{ nm})}$  bei Variation von  $U(L_{TOF\ II\ 2, -Probe, -3, -4, -5}) = 0\text{V}$  bis  $-2500\text{V}$  und der retardierenden Spannung  $U(L_{TOF\ II\ Flugrohr}) = 0\text{V}$  bei einer Membrandicke von  $d_{PPX} = 112\text{ nm}$ .

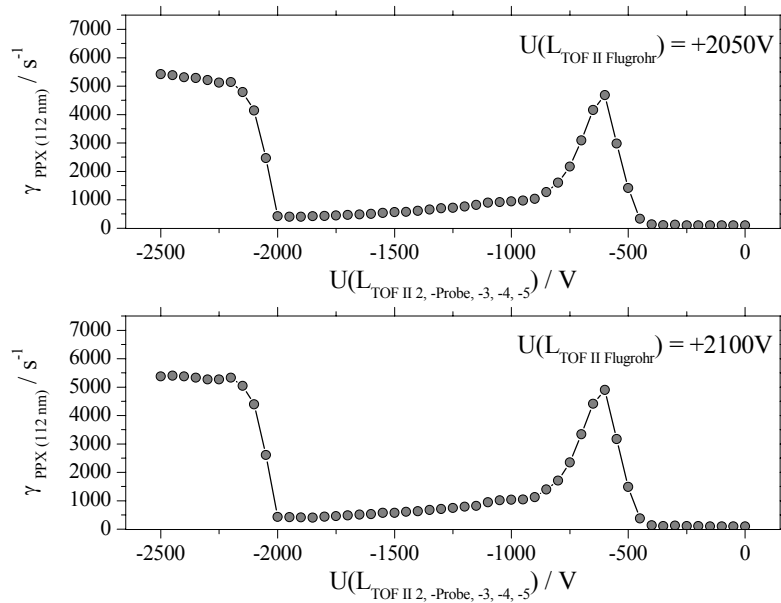




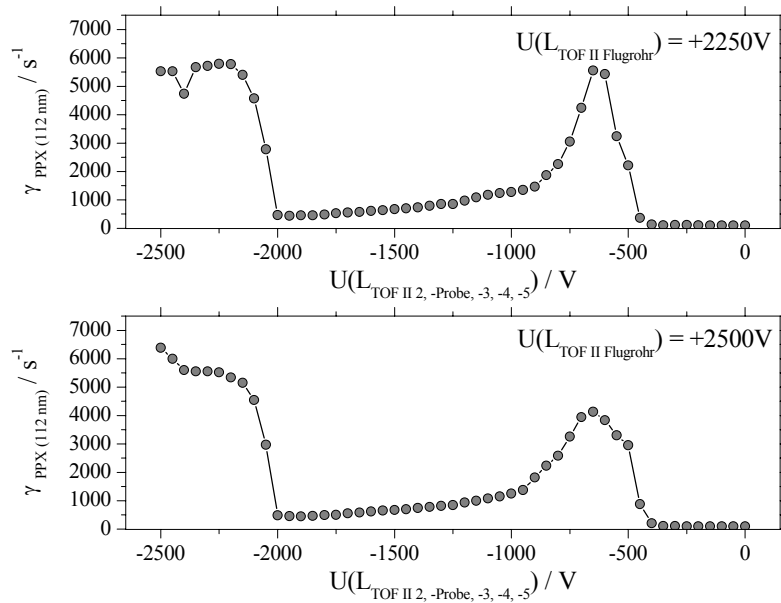
**Abb. 8-27** Detektierte Zählraten  $\gamma_{PPX(112\text{ nm})}$  bei Variation von  $U(L_{TOF\ II\ 2, -Probe, -3, -4, -5})=0\text{V}$  bis  $-2500\text{V}$  und den retardierenden Spannungen  $U(L_{TOF\ II\ Flugrohr})=+500\text{V}$  &  $U(L_{TOF\ II\ Flugrohr})=+1000\text{V}$  bei einer Membrandicke von  $d_{PPX}=112\text{ nm}$ .



**Abb. 8-28** Detektierte Zählraten  $\gamma_{PPX(112\text{ nm})}$  bei Variation von  $U(L_{TOF\ II\ 2, -Probe, -3, -4, -5})=0\text{V}$  bis  $-2500\text{V}$  und den retardierenden Spannungen  $U(L_{TOF\ II\ Flugrohr})=+1500\text{V}$  &  $U(L_{TOF\ II\ Flugrohr})=+2000\text{V}$  bei einer Membrandicke von  $d_{PPX}=112\text{ nm}$ .

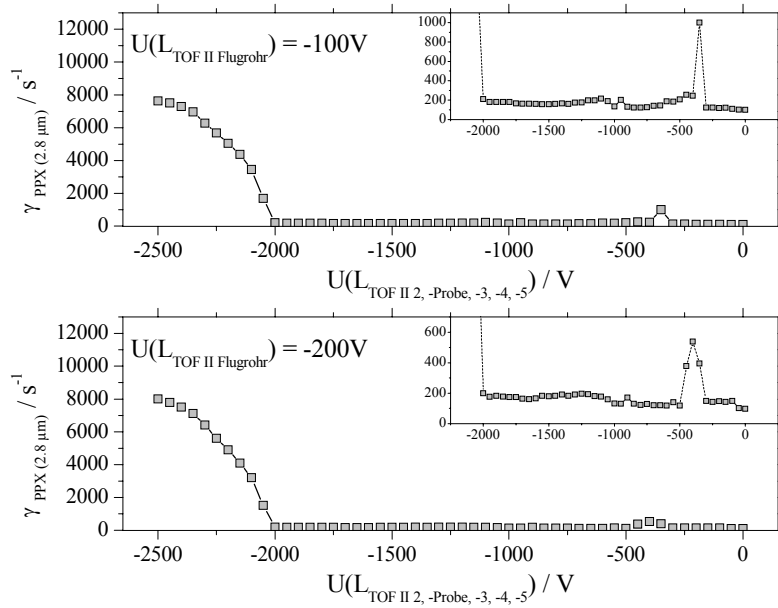


**Abb. 8-29** Detektierte Zählraten  $\gamma_{PPX(112nm)}$  bei Variation von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = 0V$  bis  $-2500V$  und den retardierenden Spannungen  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = +2050V$  &  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = +2100V$  bei einer Membrandicke von  $d_{PPX} = 112nm$ .

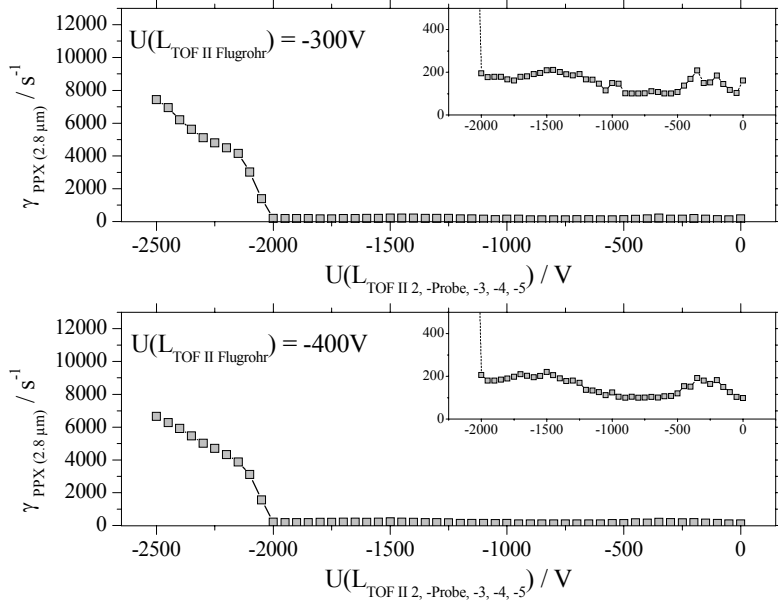


**Abb. 8-30** Detektierte Zählraten  $\gamma_{PPX(112nm)}$  bei Variation von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = 0V$  bis  $-2500V$  und den retardierenden Spannungen  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = +2250V$  &  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = +2500V$  bei einer Membrandicke von  $d_{PPX} = 112nm$ .

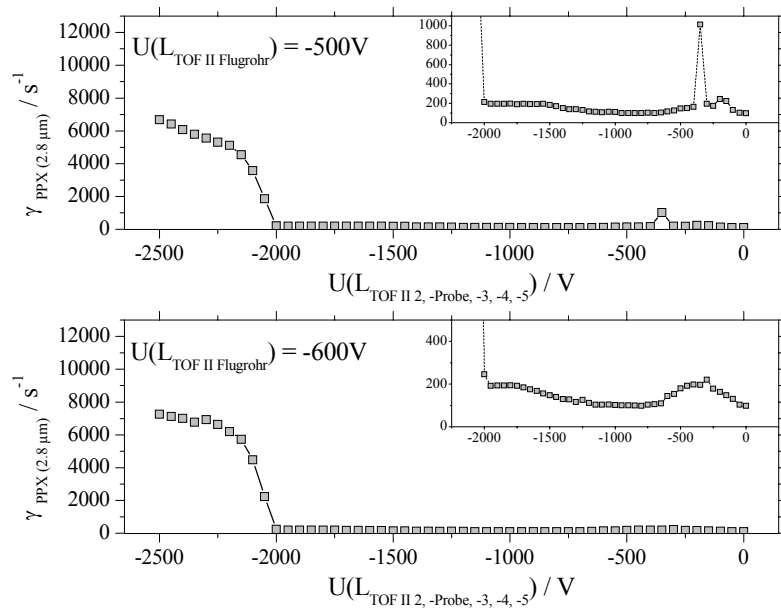
### Experimentelle Messergebnisse für eine PPX-Membrandicke von $d_{PPX} = 2.8\mu\text{m}$



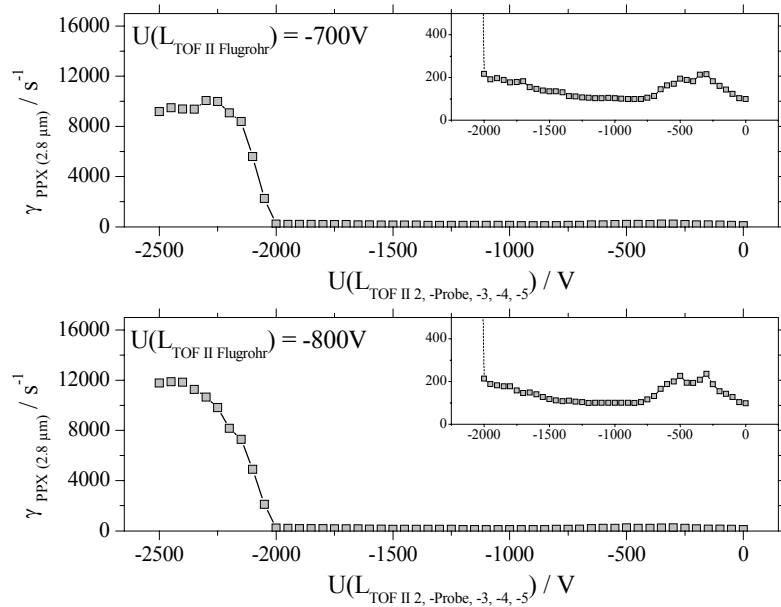
**Abb. 8-31** Detektierte Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  bei Variation von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=0V$  bis  $-2500V$  und den retardierenden Spannungen  $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}})=-100V$  &  $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}})=-200V$  bei einer Membrandicke von  $d_{PPX}=2.8\mu m$ .



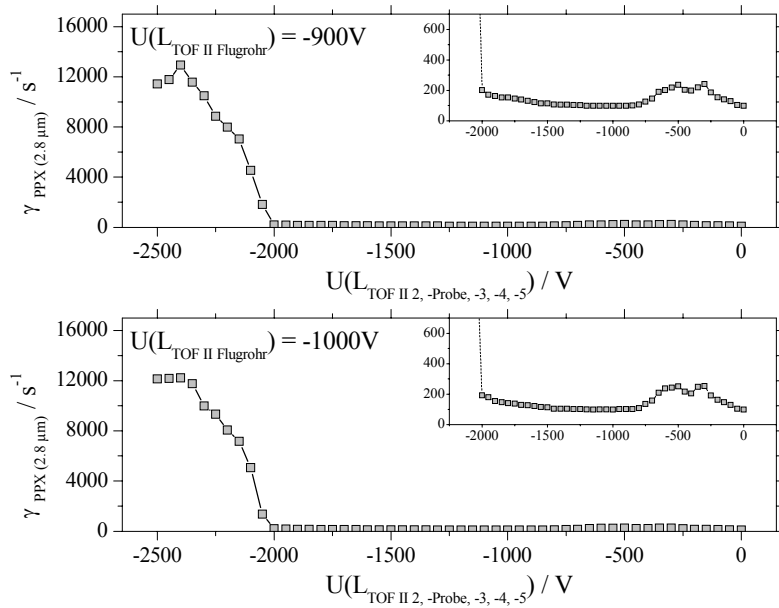
**Abb. 8-32** Detektierte Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  bei Variation von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=0V$  bis  $-2500V$  und den retardierenden Spannungen  $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}})=-300V$  &  $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}})=-400V$  bei einer Membrandicke von  $d_{PPX}=2.8\mu m$ .



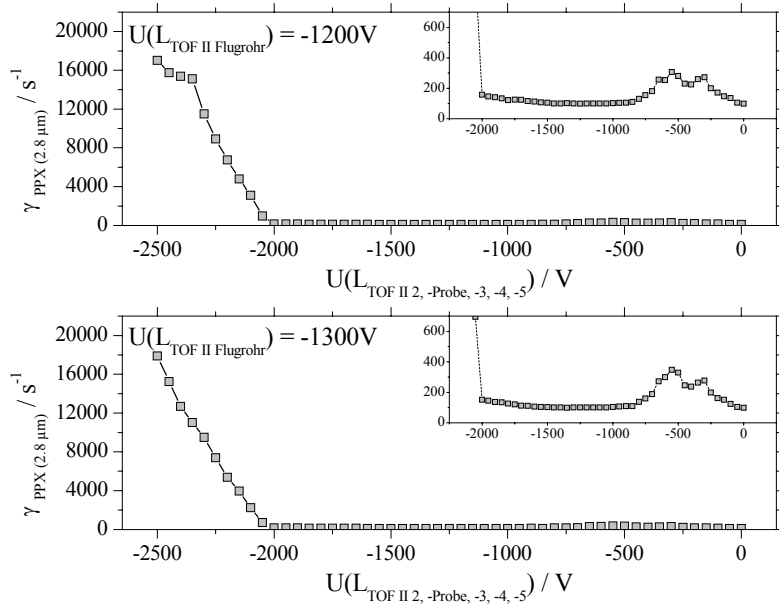
**Abb. 8-33** Detektierte Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  bei Variation von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=0V$  bis  $-2500V$  und den retardierenden Spannungen  $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}})=-500V$  &  $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}})=-600V$  bei einer Membrandicke von  $d_{PPX}=2.8\mu m$ .



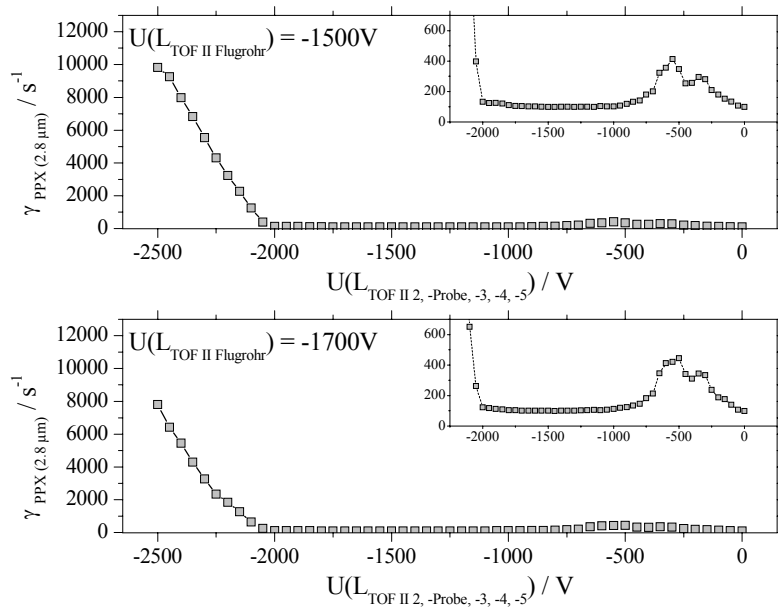
**Abb. 8-34** Detektierte Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  bei Variation von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=0V$  bis  $-2500V$  und den retardierenden Spannungen  $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}})=-700V$  &  $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}})=-800V$  bei einer Membrandicke von  $d_{PPX}=2.8\mu m$ .



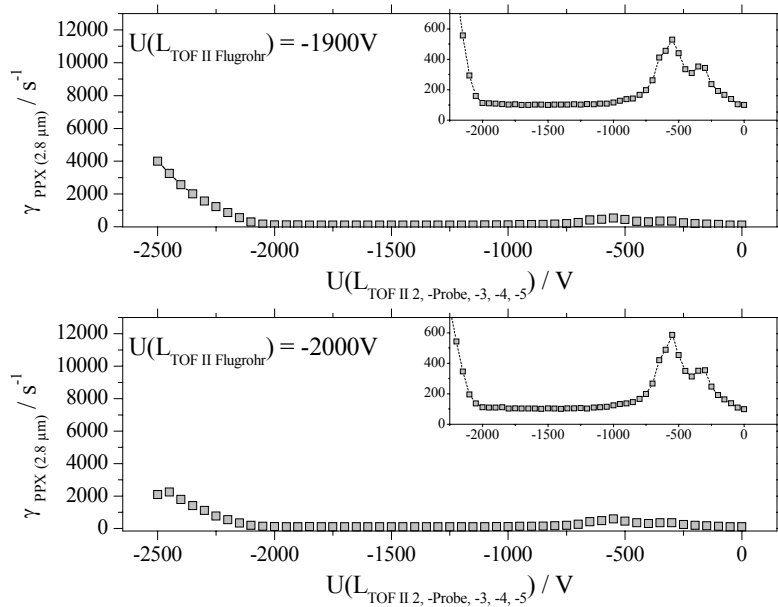
**Abb. 8-35** Detektierte Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  bei Variation von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=0V$  bis  $-2500V$  und den retardierenden Spannungen  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-900V$  &  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-1000V$  bei einer Membrandicke von  $d_{PPX}=2.8\mu m$ .



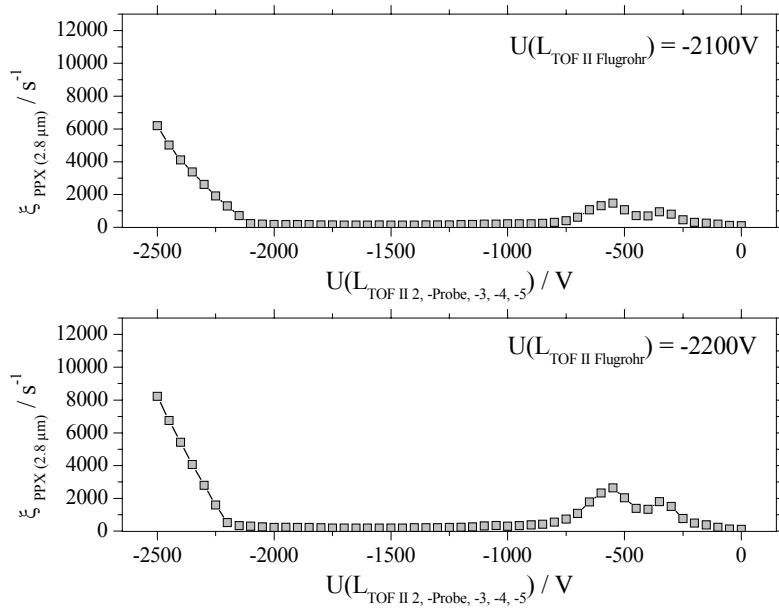
**Abb. 8-36** Detektierte Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  bei Variation von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=0V$  bis  $-2500V$  und den retardierenden Spannungen  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-1200V$  &  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-1300V$  bei einer Membrandicke von  $d_{PPX}=2.8\mu m$ .



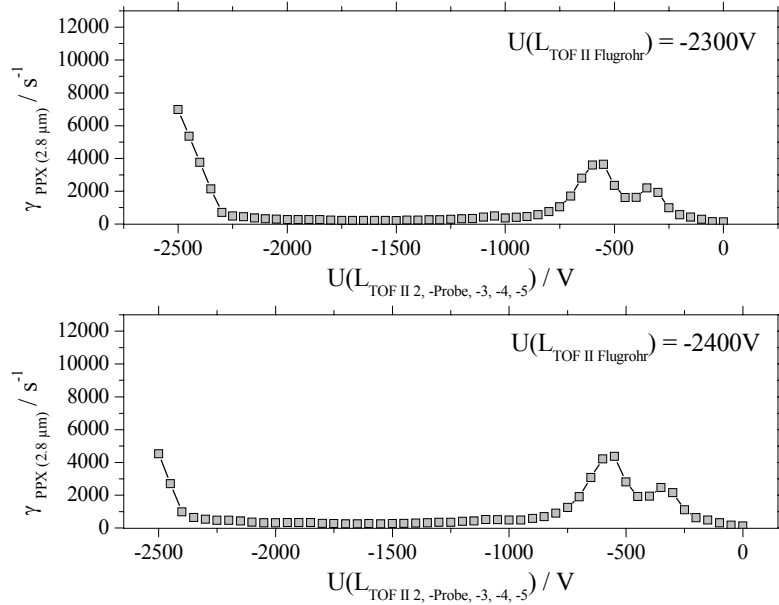
**Abb. 8-37** Detektierte Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  bei Variation von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = 0V$  bis  $-2500V$  und den retardierenden Spannungen  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -1500V$  &  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -1700V$  bei einer Membrandicke von  $d_{PPX} = 2.8\mu m$ .



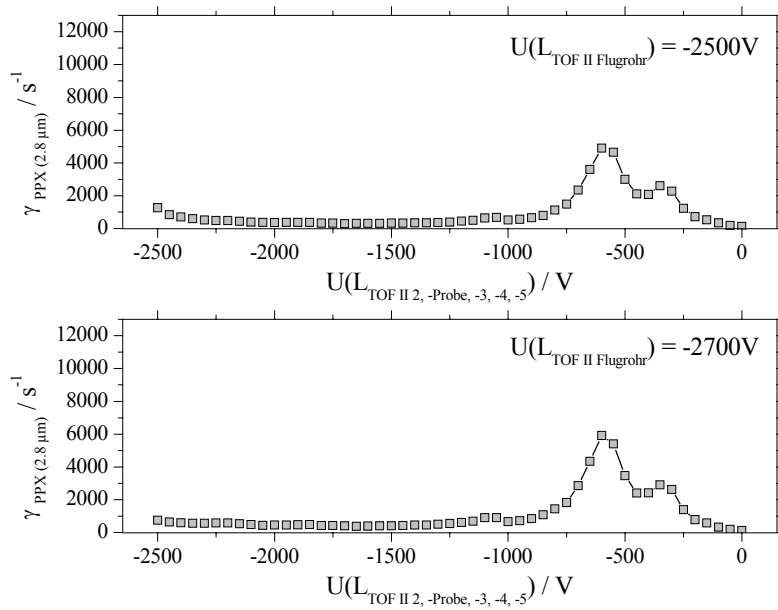
**Abb. 8-38** Detektierte Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  bei Variation von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = 0V$  bis  $-2500V$  und den retardierenden Spannungen  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -1900V$  &  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -2000V$  bei einer Membrandicke von  $d_{PPX} = 2.8\mu m$ .



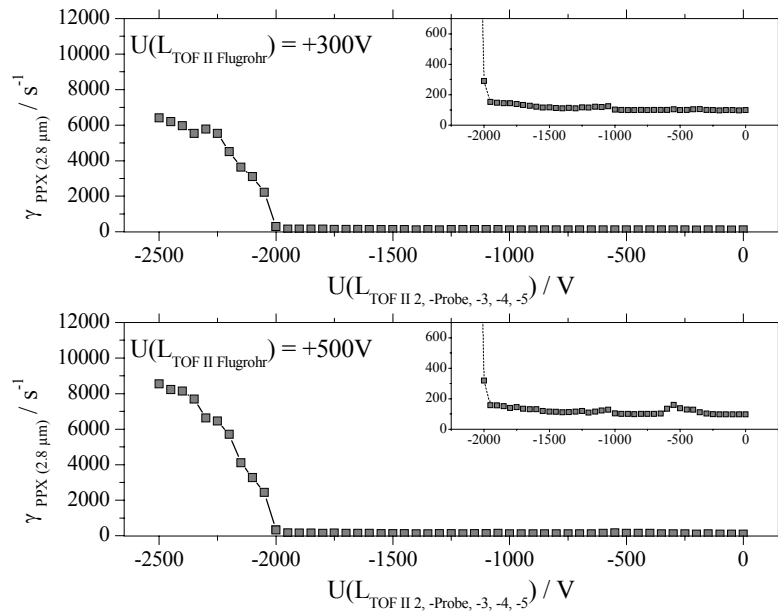
**Abb. 8-39** Detektierte Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  bei Variation von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=0V$  bis  $-2500V$  und den retardierenden Spannungen  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2100V$  &  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2200V$  bei einer Membrandicke von  $d_{PPX}=2.8\mu m$ .



**Abb. 8-40** Detektierte Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  bei Variation von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=0V$  bis  $-2500V$  und den retardierenden Spannungen  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2300V$  &  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2400V$  bei einer Membrandicke von  $d_{PPX}=2.8\mu m$ .

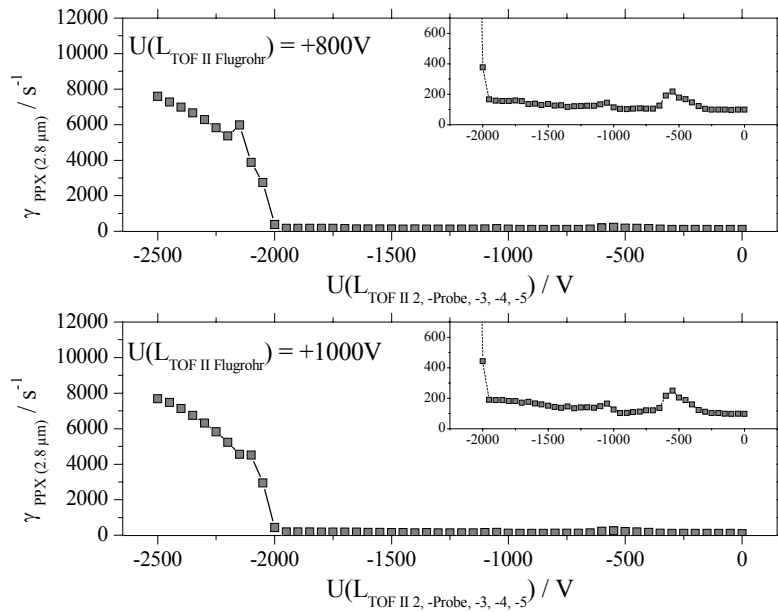


**Abb. 8-41** Detektierte Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  bei Variation von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=0V$  bis  $-2500V$  und den retardierenden Spannungen  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2500V$  &  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2700V$  bei einer Membrandicke von  $d_{PPX}=2.8\mu m$ .

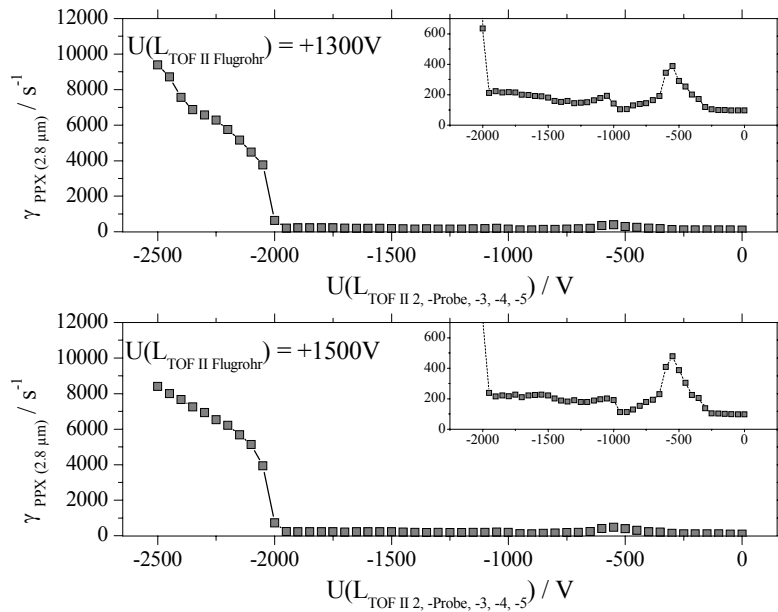


**Abb. 8-42** Detektierte Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  bei Variation von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=0V$  bis  $-2500V$  und den retardierenden Spannungen  $U(L_{TOF II Flugrohr})=+300V$  &  $U(L_{TOF II Flugrohr})=+500V$  bei einer Membrandicke von  $d_{PPX}=2.8\mu m$ .

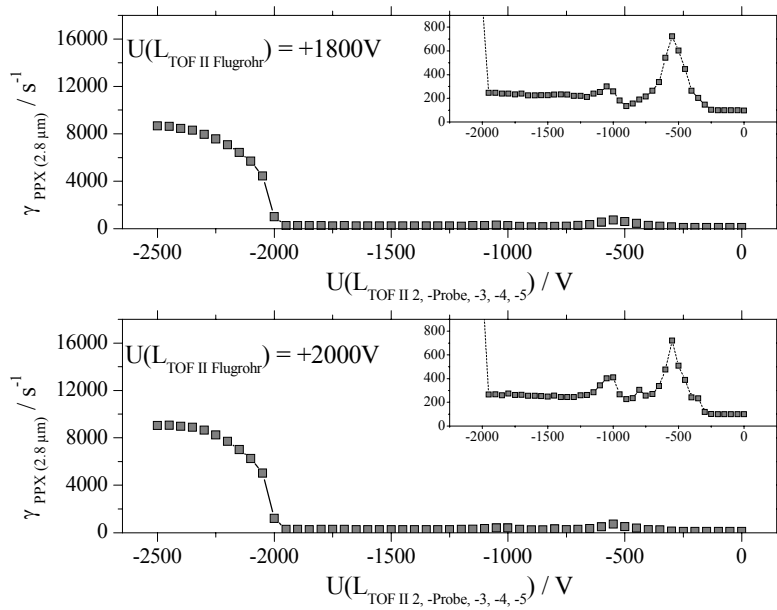




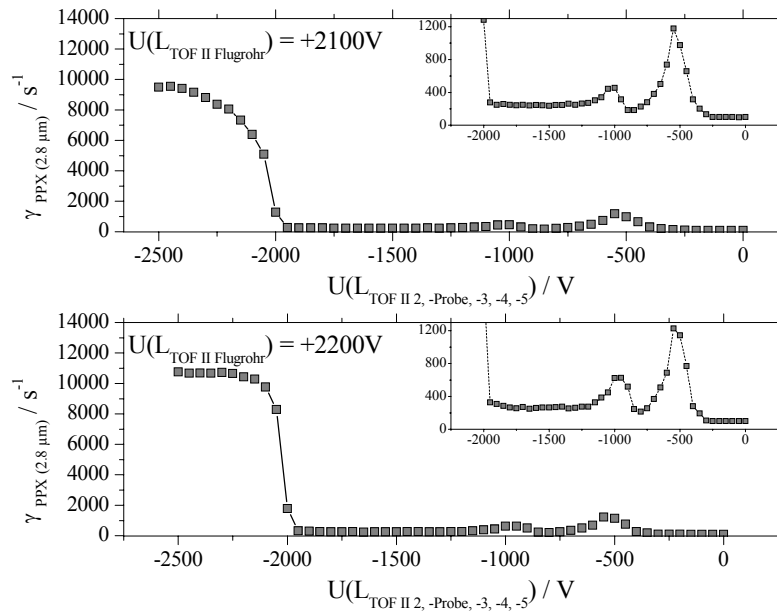
**Abb. 8-43** Detektierte Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  bei Variation von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=0V$  bis  $-2500V$  und den retardierenden Spannungen  $U(L_{TOF II Flugrohr})=+800V$  &  $U(L_{TOF II Flugrohr})=+1000V$  bei einer Membrandicke von  $d_{PPX}=2.8\mu m$ .



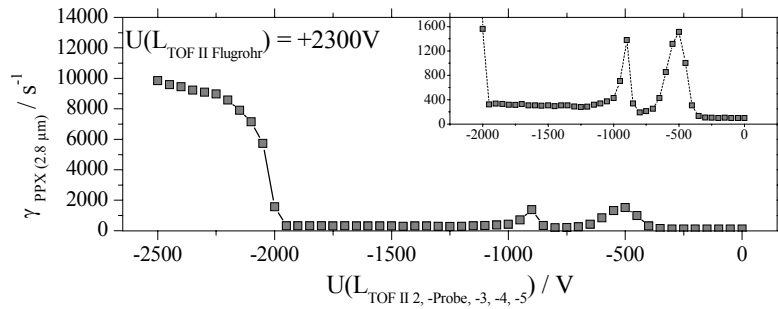
**Abb. 8-44** Detektierte Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  bei Variation von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=0V$  bis  $-2500V$  und den retardierenden Spannungen  $U(L_{TOF II Flugrohr})=+1300V$  &  $U(L_{TOF II Flugrohr})=+1500V$  bei einer Membrandicke von  $d_{PPX}=2.8\mu m$ .



**Abb. 8-45** Detektierte Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  bei Variation von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=0V$  bis  $-2500V$  und den retardierenden Spannungen  $U(L_{TOF II Flugrohr})=+1800V$  &  $U(L_{TOF II Flugrohr})=+2000V$  bei einer Membrandicke von  $d_{PPX}=2.8\mu m$ .

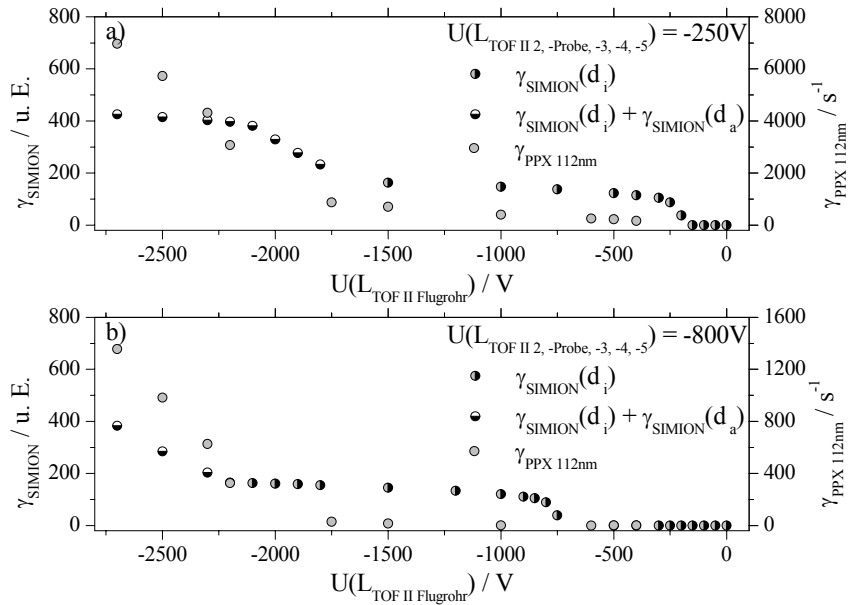


**Abb. 8-46** Detektierte Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  bei Variation von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=0V$  bis  $-2500V$  und den retardierenden Spannungen  $U(L_{TOF II Flugrohr})=+2100V$  &  $U(L_{TOF II Flugrohr})=+2200V$  bei einer Membrandicke von  $d_{PPX}=2.8\mu m$ .

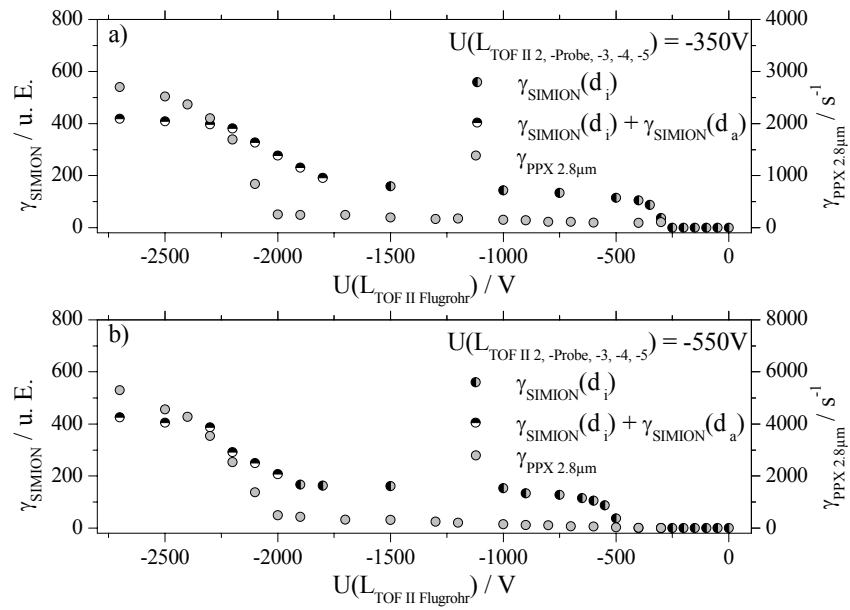


**Abb. 8-47** Detektierte Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  bei Variation von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=0V$  bis  $-2500V$  und der retardierenden Spannung  $U(L_{TOF II Flugrohr})=+2300V$  bei einer Membrandicke von  $d_{PPX}=2.8\mu m$ .

### SIMION Ergebnisse zur Transmission von $^{39}K^+$ - und $^{133}Cs^+$ -Ionen im Vergleich mit experimentellen Daten der Transmissionsmaxima der $^{39}K^+$ - und $^{133}Cs^+$ -Ionen

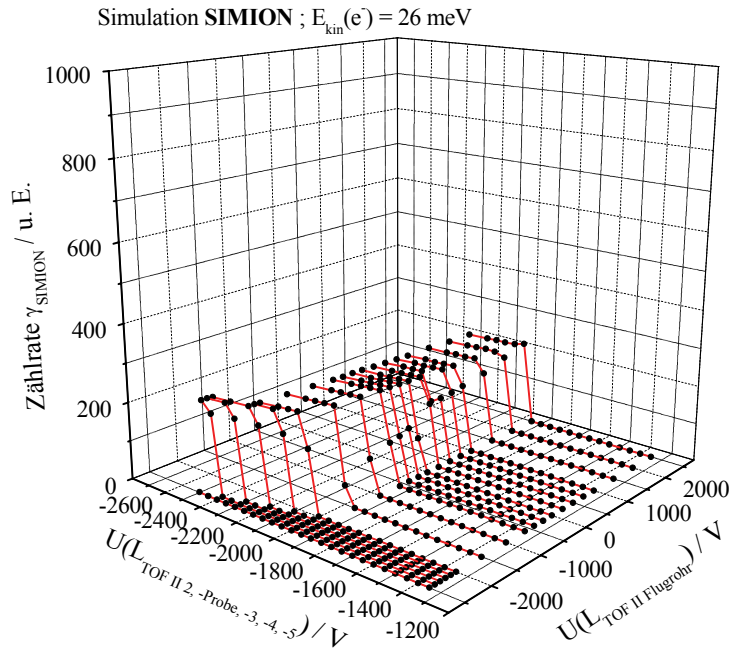


**Abb. 8-48** Vergleich der Zählraten  $\gamma_{SIMION}$  der SIMION Simulation aus **Abb. 4-28** mit den experimentellen Daten der Zählraten  $\gamma_{PPX(112nm)}$  in den Maxima für a)  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-250V$  & b)  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-800V$ .

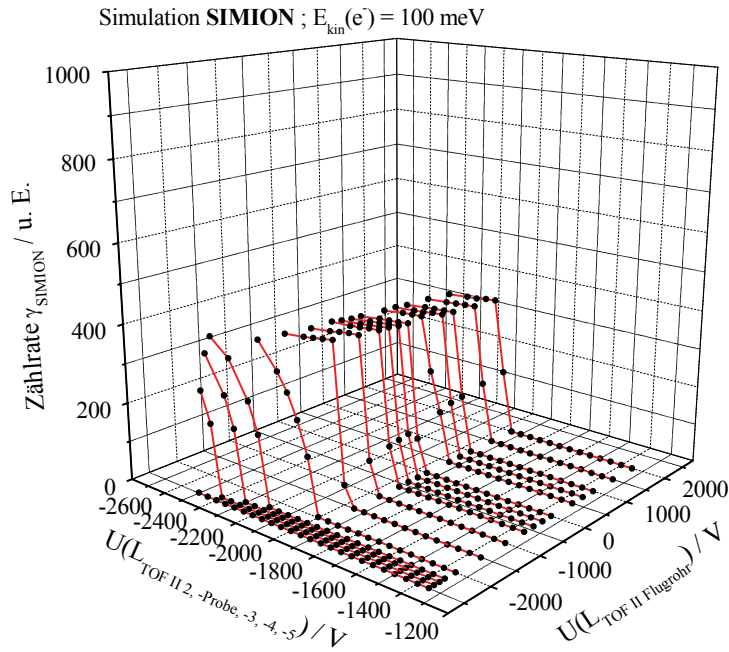


**Abb. 8-49** Vergleich der Zählraten  $\gamma_{SIMION}$  der SIMION Simulation aus **Abb. 4-29** mit den experimentellen Daten der Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  in den Maxima für a)  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -350V$  & b)  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -550V$ .

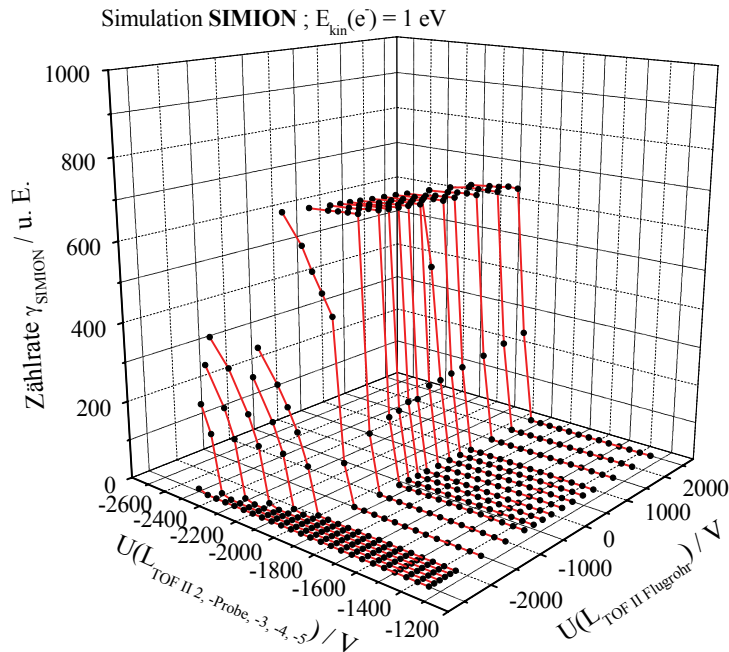
### SIMION Simulation: Ergebnisse zur Emission von niederenergetischen Elektronen



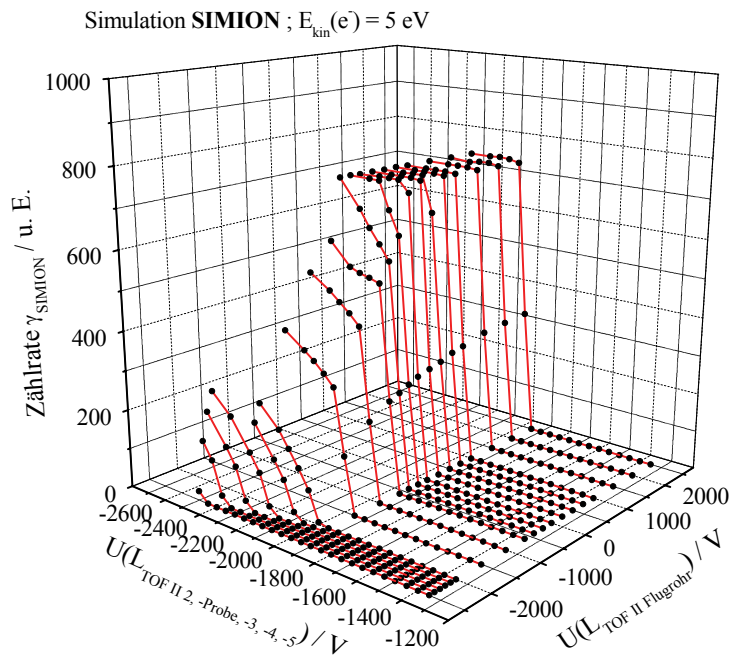
**Abb. 8-50** SIMION Simulation der detektierten Zählraten  $\gamma_{SIMION}$  zur Emission von niederenergetischen Elektronen an der Rückseite der PPX-Membran mit  $E_{kin}(e^-) = 26 meV$ ,  $\varnothing_{Emission} = 5 mm$ ,  $N(e^-) = 1001$ ,  $\varphi = 50^\circ$  und variierten Spannungen  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$ ,  $U(L_{TOF II Flugrohr})$ .



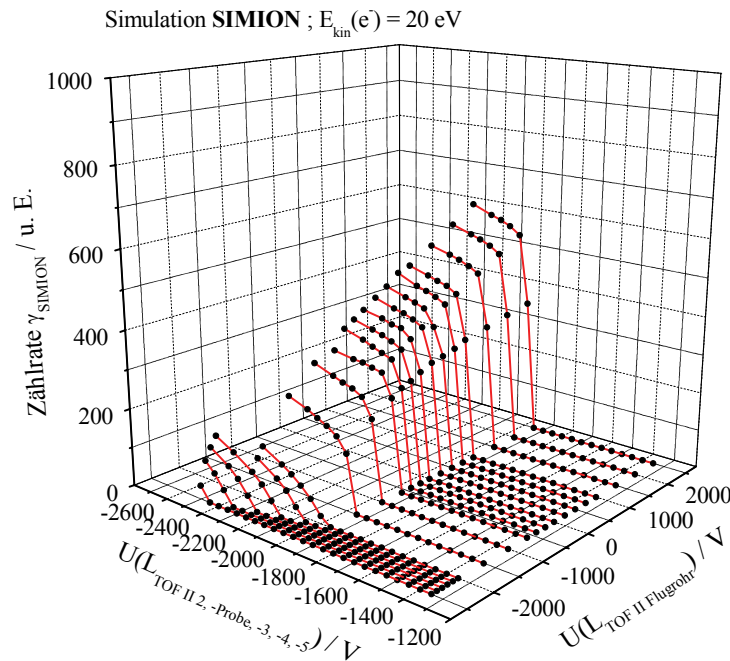
**Abb. 8-51** SIMION Simulation der detektierten Zählraten  $\gamma_{\text{SIMION}}$  zur Emission von niederenergetischen Elektronen an der Rückseite der PPX-Membran mit  $E_{\text{kin}}(e^-) = 100 \text{ meV}$ ,  $\varnothing_{\text{Emission}} = 5 \text{ mm}$ ,  $N(e^-) = 1001$ ,  $\varphi = 50^\circ$  und variierten Spannungen  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}})$ ,  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}})$ .



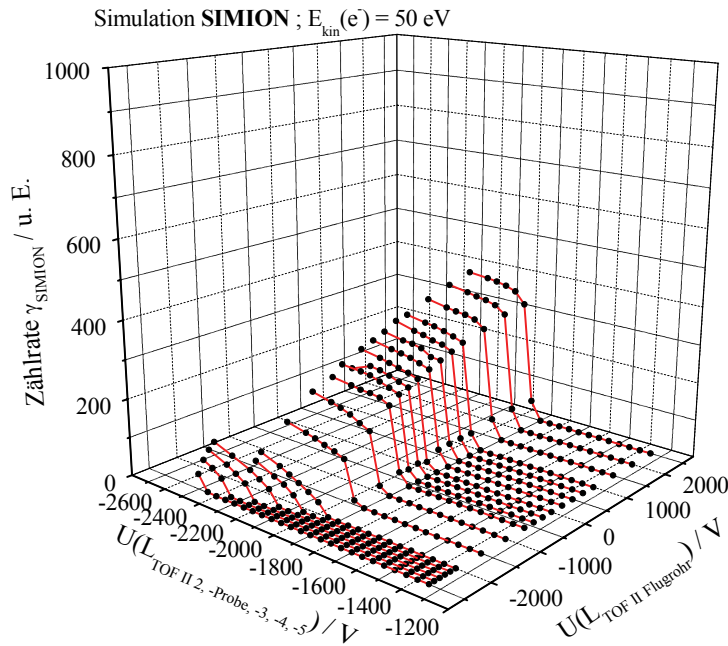
**Abb. 8-52** SIMION Simulation der detektierten Zählraten  $\gamma_{\text{SIMION}}$  zur Emission von niederenergetischen Elektronen an der Rückseite der PPX-Membran mit  $E_{\text{kin}}(e^-) = 1 \text{ eV}$ ,  $\varnothing_{\text{Emission}} = 5 \text{ mm}$ ,  $N(e^-) = 1001$ ,  $\varphi = 50^\circ$  und variierten Spannungen  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}})$ ,  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}})$ .



**Abb. 8-53** SIMION Simulation der detektierten Zählraten  $\gamma_{\text{SIMION}}$  zur Emission von niederenergetischen Elektronen an der Rückseite der PPX-Membran mit  $E_{\text{kin}}(e^-) = 5 \text{ eV}$ ,  $\varnothing_{\text{Emission}} = 5 \text{ mm}$ ,  $N(e^-) = 1001$ ,  $\varphi = 50^\circ$  und variierten Spannungen  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}})$ ,  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}})$ .



**Abb. 8-54** SIMION Simulation der detektierten Zählraten  $\gamma_{\text{SIMION}}$  zur Emission von niederenergetischen Elektronen an der Rückseite der PPX-Membran mit  $E_{\text{kin}}(e^-) = 20 \text{ eV}$ ,  $\varnothing_{\text{Emission}} = 5 \text{ mm}$ ,  $N(e^-) = 1001$ ,  $\varphi = 50^\circ$  und variierten Spannungen  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}})$ ,  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}})$ .



**Abb. 8-55** SIMION Simulation der detektierten Zählraten  $\gamma_{SIMION}$  zur Emission von niederenergetischen Elektronen an der Rückseite der PPX-Membran mit  $E_{kin}(e^-)=50\text{eV}$ ,  $\varnothing_{Emission}=5\text{mm}$ ,  $N(e^-)=1001$ ,  $\varphi=50^\circ$  und variierten Spannungen  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$ ,  $U(L_{TOF II Flugrohr})$ .

#### 8.4.2 Ergänzungen zu Kapitel 4.2.2; $\Delta\tau=4\mu\text{s}$ & $\Delta\tau=2\mu\text{s}$

In diesem Kapitel sind Messreihen, erste experimentelle Ergebnisse und Analysen zum Transport von Alkaliionen und der Emission von Elektronen durch bzw. an eine/r PPX-Membran mit einer Dicke  $d_{PPX}=2.8\mu\text{m}$  und unter Verwendung eines gepulsten Ionenstrahls mit den Pulsbreiten  $\Delta\tau=4\mu\text{s}$  und  $\Delta\tau=2\mu\text{s}$  aufgeführt. Die Messparameter und anschließende Analysen entsprechen der Vorgehensweise aus Kapitel 4.2.2, es erfolgte nur eine Variation der Pulsbreite  $\Delta\tau$  des gepulsten Ionenstrahls.

##### Erste experimentelle Ergebnisse mit gepulstem Ionenstrahl; $\Delta\tau = 4 \mu\text{s}$

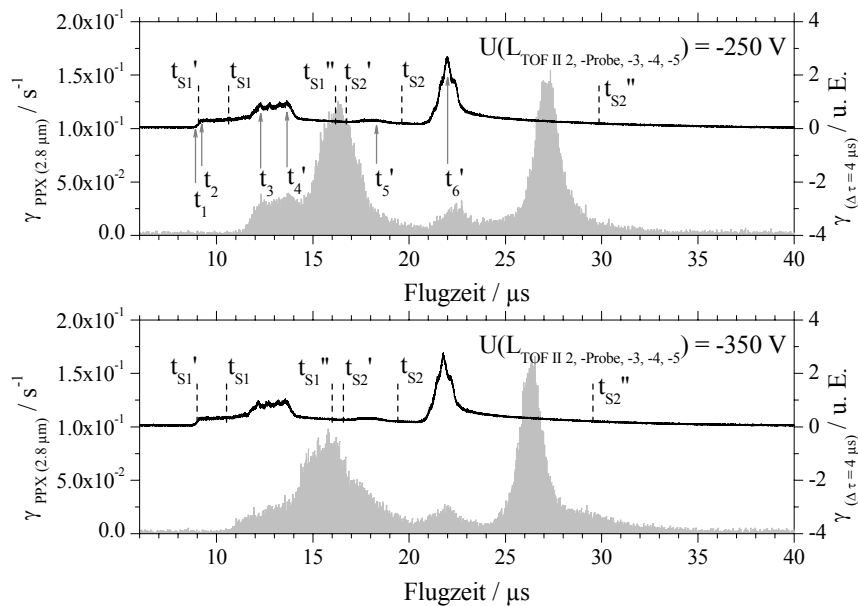
Die Abb. 8-56 bis Abb. 8-61 zeigen erste experimentelle Ergebnisse mit einem gepulsten Ionenstrahl der Pulsbreite  $\Delta\tau=4\mu\text{s}$ . Abb. 8-56 bis Abb. 8-58 zeigen Flugzeitspektren mit einer Flugrohrspannung  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2500\text{V}$  und Spannungen der Probenhalterung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-250\text{V}$ ,  $-350\text{V}$ ,  $-600\text{V}$ ,  $-2000\text{V}$ , und  $-2500\text{V}$ . Für die jeweiligen Spannungen an der Probenhalterung wurden separate Messungen ohne Membran durchgeführt. Die Aufzeichnung der Zählraten  $\gamma_{(\Delta\tau=4\mu\text{s})}$  erfolgte mit einem Oszilloskop und sind in den Flugzeitspektren in unbestimmten Einheiten aufgetragen. In Abb. 8-56 bis Abb. 8-58 erfolgt ein direkter Vergleich zwischen Flugzeitspektren ohne Membran und mit einer PPX-Membran der Dicke

$d_{PPX}=2.8\mu m$ , respektive der Zählraten  $\gamma_{(\Delta\tau=4\mu s)}$  und  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$ . Auch hier wurden in die Flugzeitspektren ohne Membran mit SIMION simulierte Flugzeiten  $t_{S1}$  und  $t_{S2}$  für  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen mit einer kinetischen Energie  $E_{kin}=150eV$  integriert. Gemäß Gleichung (4.22) wurden Simulationen für  $^{39}K^+$ -Ionen mit einer kinetischen Energie von  $E_{kinVor}\approx 256eV$  und  $E_{kinRück}\approx 43.9eV$  durchgeführt. Die erhaltenen Flugzeiten  $t_{S1}'$  und  $t_{S2}'$  wurden in die Flugzeitspektren ohne Membran eingetragen. Gleiches wurde für  $^{133}Cs^+$ -Ionen und die gewonnenen Flugzeiten  $t_{S2}'$  und  $t_{S2}''$  vorgenommen. Wie die Flugzeitspektren der Abb. 8-56 bis Abb. 8-58 zeigen sind die simulierten Flugzeiten  $t_{S1}'$  und  $t_{S2}'$  in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen. In den Flugzeitspektren ist eine deutliche Reduzierung für den Pulsanteil der  $^{133}Cs^+$ -Ionen auf Grund der Transitbedingungen bei der Pulsgenerierung innerhalb des elektrischen Spiegels zu beobachten. Eine Überlappung von Flugzeiten für  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen, wie sie im Falle einer Pulsbreite von  $\Delta\tau=8\mu s$  auftreten, wird hier nicht beobachtet. Die Flugzeitspektren und Zählraten  $\gamma_{(\Delta\tau=4\mu s)}$  ohne PPX-Membran der Abb. 8-56 bis Abb. 8-58 zeigen für zunehmend negative Spannungswerte  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$  an der Probenhalterung den erwarteten zeitlichen Verlauf. Mit zunehmend negativer Spannung werden die Flugzeiten der detektierten Ionen kleiner. Für Spannungen  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-250V, -350V$  und  $-600V$  beobachtet man Zählraten im Bereich von  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}\approx 5*10^{-2}-1.5*10^{-1}s^{-1}$  (Abb. 8-56 und Abb. 8-57). Der Amplitudenverlauf von  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  zeigt für die Flugzeitspektren mit PPX-Membran und Spannungen  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-250V, -350V$  eine große Ähnlichkeit zum Amplitudenverlauf der Zählraten  $\gamma_{(\Delta\tau=4\mu s)}$  der Flugzeitspektren ohne PPX-Membran. Bei einer Spannung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-600V$  beobachtet man eine deutliche Reduzierung der Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$ . Für alle drei Spannungswerte von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$  wird im direkten Vergleich mit den Flugzeitspektren ohne Membran eine Verschiebung der Flugzeitspektren, respektive der Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$ , zu größeren Flugzeiten hin beobachtet. Auch hier können die detektierten Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  auf die Transmission von  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen durch die Membran zurückgeführt werden.

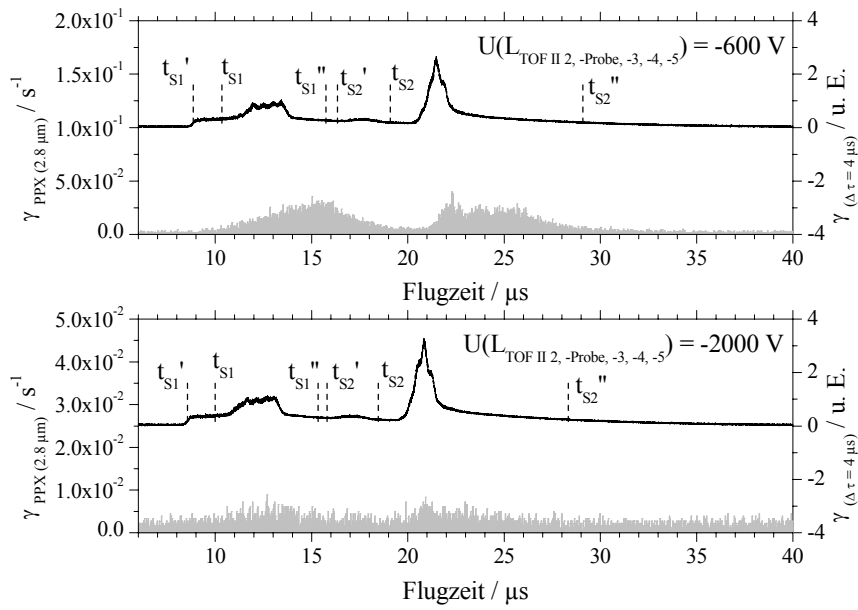
Die Abb. 8-57 und Abb. 8-58 zeigen Flugzeitspektren der Zählraten  $\gamma_{(\Delta\tau=4\mu s)}$  in direktem Vergleich mit Flugzeitspektren der Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  für eine Spannung an der Probenhalterung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-2000V$  und  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-2500V$ . Bei einer Spannung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-2000V$  werden Zählraten im Bereich von  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}\approx 5*10^{-3}s^{-1}$  beobachtet, diese sind an dieser Stelle kaum von dem auftretenden Untergrundsignal von  $\gamma_{Untergrund}\approx 3*10^{-3}s^{-1}$  zu unterscheiden. Das Flugzeitspektrum zeigt daher nur andeutungsweise den Verlauf der ohne PPX-Membran beobachteten Zählraten  $\gamma_{(\Delta\tau=4\mu s)}$ . Auf Grund des Potentials des Flugrohres von  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2500V$  kann es sich auch bei diesen Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  nicht um niederenergetische Elektronen handeln da deren Energie zum Überwinden des retardierenden



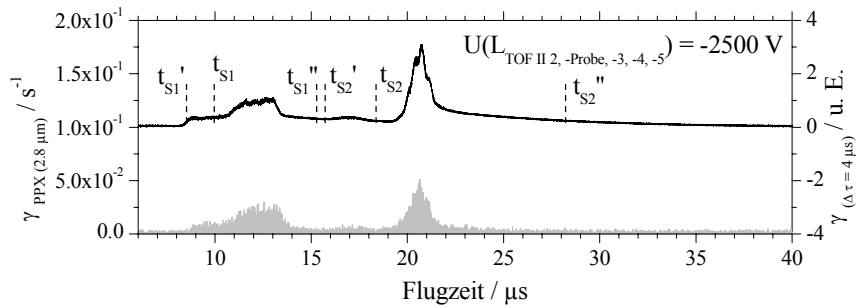
Potentials des Flugrohres nicht ausreicht. Für eine Spannung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -2500V$  werden Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)} \approx 2 \cdot 10^{-2} - 5 \cdot 10^{-2} s^{-1}$  beobachtet und zeigen einen dem Flugzeitspektrum ohne PPX-Membran ähnlichen Amplitudenverlauf (Abb. 8-58). Wie im Falle einer Pulsbreite von  $\Delta\tau = 8\mu s$  wird für dieses Flugzeitspektrum mit PPX-Membran nur eine geringe Verschiebung der Flugzeiten in Bezug auf das Flugzeitspektrum ohne Membran beobachtet. Die in Abb. 8-58 beobachteten Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  können wie bereits in Kapitel 4.4.2 auf Grund ihrer Flugzeitverschiebungen mit der Annahme dass diese durch sekundäre niederenergetische Elektronen erzeugt wurden erklärt werden. Abb. 8-58 zeigt unter dieser Annahme, dass sowohl die auf die Membran auftreffenden  $^{39}K^+$ -Ionen als auch die  $^{133}Cs^+$ -Ionen sekundäre Elektronen erzeugen.



**Abb. 8-56** Vergleich von Flugzeitspektren des gepulsten Ionenstrahls ohne PPX-Membran  $\gamma_{(\Delta\tau=4\mu s)}$  und der detektierten Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  erzeugt durch Wechselwirkung der Ionenpulse mit einer PPX-Membran der Dicke  $d_{PPX} = 2.8\mu m$  bei einer Pulsbreite von  $\Delta\tau = 4\mu s$ . Flugzeitspektren für variierte Spannung an der Probenhalterung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -250V$  und  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -350V$  sowie einer Spannung des Flugrohres von  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -2500V$ .



**Abb. 8-57** Vergleich von Flugzeitspektren des gepulsten Ionenstrahls ohne PPX-Membran  $\gamma(\Delta\tau=4\mu s)$  und der detektierten Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  erzeugt durch Wechselwirkung der Ionenpulse mit einer PPX-Membran der Dicke  $d_{PPX}=2.8\mu m$  bei einer Pulsbreite von  $\Delta\tau=4\mu s$ . Flugzeitspektren für variierte Spannung an der Probenhalterung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-600V$  und  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-2000V$  sowie einer Spannung des Flugrohres von  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2500V$ .



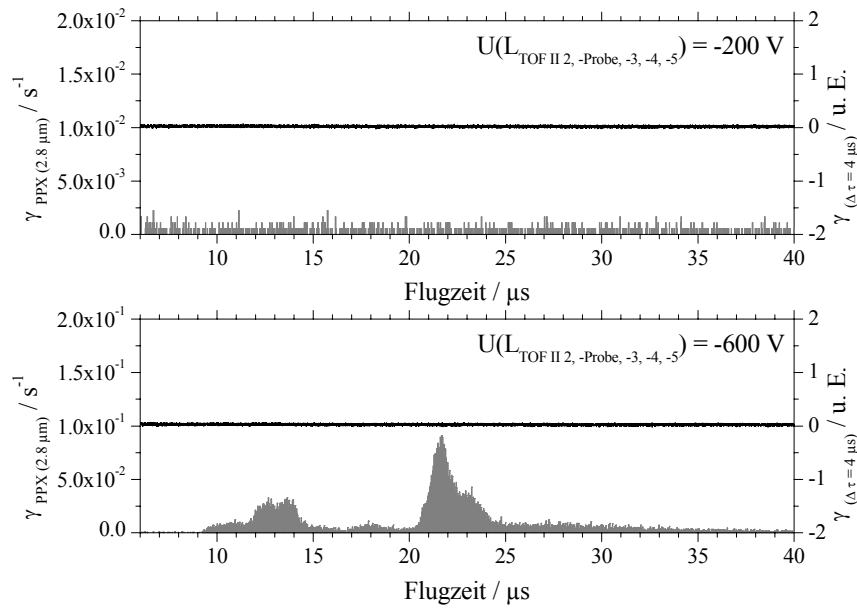
**Abb. 8-58** Vergleich von Flugzeitspektren des gepulsten Ionenstrahls ohne PPX-Membran  $\gamma(\Delta\tau=4\mu s)$  und der detektierten Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  erzeugt durch Wechselwirkung der Ionenpulse mit einer PPX-Membran der Dicke  $d_{PPX}=2.8\mu m$  bei einer Pulsbreite von  $\Delta\tau=4\mu s$ . Flugzeitspektren für variierte Spannung an der Probenhalterung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-2500V$  sowie einer Spannung des Flugrohres von  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2500V$ .

In den Abb. 8-59 bis Abb. 8-61 sind Flugzeitspektren mit einer Flugrohrspannung von  $U(L_{TOF II Flugrohr})=+2500V$  und Spannungen der Probenhalterung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-200V, -600V, -1000V, -2000V$ , und  $-2500V$  aufgeführt. Für diese Spannungen wird, wie in Kapitel 4.2.2 unter Verwendung eines gepulsten Ionenstrahls mit einer Pulsbreite von  $\Delta\tau=8\mu s$ , die Erzeugung von sekundären höherenergetischen und niederenergetischen Elektronen  $e^-$  beobachtet. Wie zuvor in Kapitel 4.2.2 wird bei separaten Messungen ohne Membran für die aufgezeichneten Zählraten  $\gamma(\Delta\tau=4\mu s)$  bei

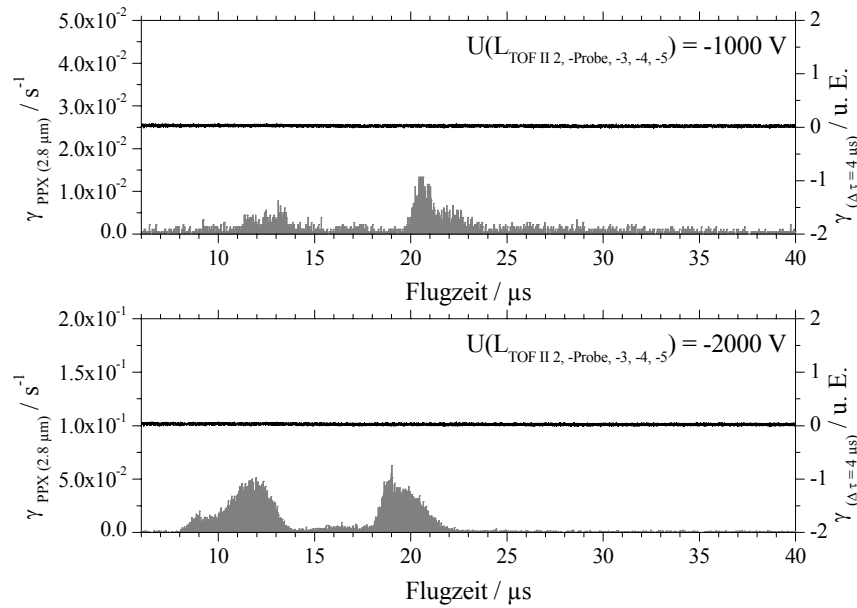
allen untersuchten Spannungen  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$  der Probenhalterung nur das Untergrundsignal registriert. Auch hier ist für keine der verwendeten Spannungen der Probenhalterung die resultierende kinetische Energie der Ionen ausreichend um das retardierende Potential des Flugrohres von  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = +2500V$  zu überwinden. In allen Flugzeitspektren der Abb. 8-59 bis Abb. 8-61 wurden diesen wiederum die entsprechenden Flugzeitspektren mit einer PPX-Membran der Dicke  $d_{PPX} = 2.8\mu m$  in direktem Vergleich gegenübergestellt.

Auch im Falle einer Pulsbreite von  $\Delta\tau = 4\mu s$  des gepulsten Ionenstrahls werden, für eine Spannung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -200V$ , keine Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  außer dem Untergrundsignal beobachtet (Abb. 8-59). Für eine Spannung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -600V$  beobachtet man Zählraten von  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)} \approx 6 \cdot 10^{-3} - 9 \cdot 10^{-2} s^{-1}$  und für eine Spannung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -1000V$  Zählraten von  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)} \approx 4 \cdot 10^{-3} - 1.4 \cdot 10^{-2} s^{-1}$ . Wie bereits in Kapitel 4.2.2 können die Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  der Flugzeitspektren der Abb. 8-59 und Abb. 8-60 bei gepulstem Ionenstrahl der Pulsbreite  $\Delta\tau = 4\mu s$  durch die Annahme einer Erzeugung von höherenergetischen Elektronen  $e^-$  durch die mit der PPX-Membran wechselwirkenden  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen erklärt werden. Auch hier weist der Amplitudenverlauf der detektierten Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  darauf hin, dass sowohl von den auf die Membran auftreffenden  $^{39}K^+$ -Ionen als auch durch die  $^{133}Cs^+$ -Ionen sekundäre Elektronen ausgelöst werden.

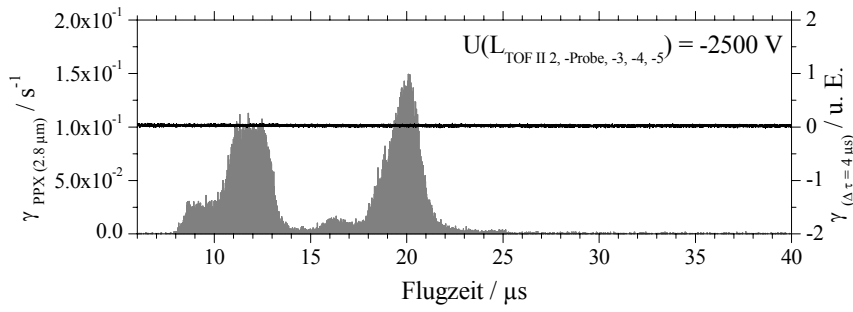
Bei Spannungen von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -2000V$  und  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -2500V$  an der Probenhalterung werden in Abb. 8-60 und Abb. 8-61 Flugzeitspektren mit Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)} \approx 6 \cdot 10^{-3} - 5 \cdot 10^{-2} s^{-1}$  und  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)} \approx 1.6 \cdot 10^{-2} - 1.5 \cdot 10^{-1} s^{-1}$  detektiert. Wie bereits für  $\Delta\tau = 8\mu s$  erfolgt im Falle  $\Delta\tau = 4\mu s$  eine deutliche Verschiebung des Amplitudenverlaufes der Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  zu kleineren Flugzeiten in den Flugzeitspektren, dieses wird im direkten Vergleich zu den Spektren bei Spannungen  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -600V$  und  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -1000V$  beobachtet. Wie in Kapitel 4.2.2 werden, für eine Flugrohrspannung von  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = +2500V$  und Spannungen  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) \leq -2000V$ , niederenergetische Elektronen beobachtet. Die Amplitudenverläufe der Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  zeigen dass sowohl durch  $^{39}K^+$ -Ionen als auch durch  $^{133}Cs^+$ -Ionen sekundäre Elektronen erzeugt werden.



**Abb. 8-59** Vergleich von Flugzeitspektren des gepulsten Ionenstrahls ohne PPX-Membran  $\gamma(\Delta\tau=4\mu\text{s})$  und der detektierten Zählraten  $\gamma_{\text{PPX}(2.8\mu\text{m})}$  erzeugt durch Wechselwirkung der Ionenpulse mit einer PPX-Membran der Dicke  $d_{\text{PPX}}=2.8\mu\text{m}$  bei einer Pulsbreite von  $\Delta\tau=4\mu\text{s}$ . Flugzeitspektren für variierte Spannung an der Probenhalterung von  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}})=-200\text{V}$  und  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}})=-600\text{V}$  sowie einer Spannung des Flugrohres von  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}})=+2500\text{V}$ .



**Abb. 8-60** Vergleich von Flugzeitspektren des gepulsten Ionenstrahls ohne PPX-Membran  $\gamma(\Delta\tau=4\mu\text{s})$  und der detektierten Zählraten  $\gamma_{\text{PPX}(2.8\mu\text{m})}$  erzeugt durch Wechselwirkung der Ionenpulse mit einer PPX-Membran der Dicke  $d_{\text{PPX}}=2.8\mu\text{m}$  bei einer Pulsbreite von  $\Delta\tau=4\mu\text{s}$ . Flugzeitspektren für variierte Spannung an der Probenhalterung von  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}})=-1000\text{V}$  und  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}})=-2000\text{V}$  sowie einer Spannung des Flugrohres von  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}})=+2500\text{V}$ .



**Abb. 8-61** Vergleich von Flugzeitspektren des gepulsten Ionenstrahls ohne PPX-Membran  $\gamma_{(\Delta\tau=4\mu s)}$  und der detektierten Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  erzeugt durch Wechselwirkung der Ionenpulse mit einer PPX-Membran der Dicke  $d_{PPX}=2.8\mu m$  bei einer Pulsbreite von  $\Delta\tau=4\mu s$ . Flugzeitspektren für variierte Spannung an der Probenhalterung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-2500V$  sowie einer Spannung des Flugrohres von  $U(L_{TOF II Flugrohr})=+2500 V$ .

#### $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$ bei kontinuierlichem und gepulstem Ionenstrahl; Pulsbreite $\Delta\tau = 4 \mu s$

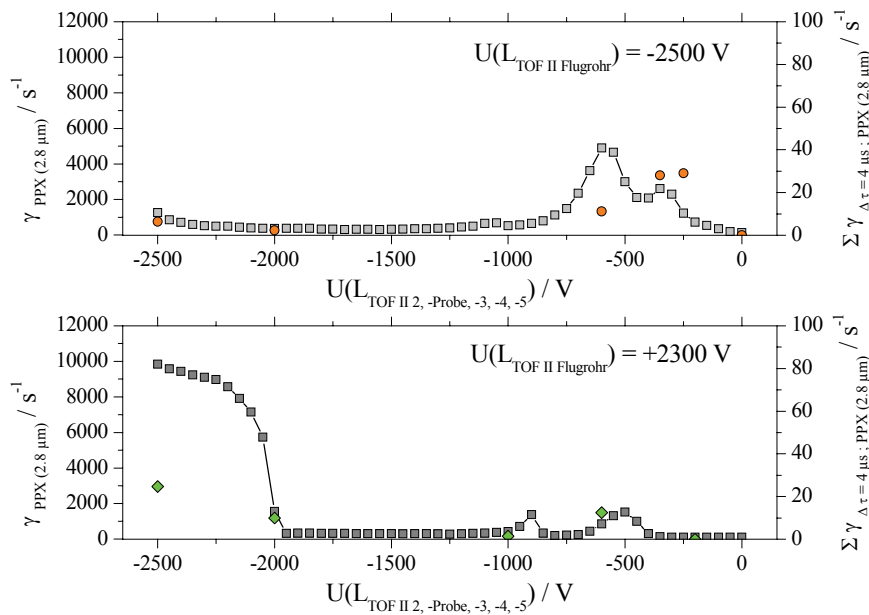
Wie im entsprechenden Unterkapitel für einen gepulsten Ionenstrahl mit Pulsbreite  $\Delta\tau=8\mu s$  wird hier ein Vergleich zwischen den experimentellen Ergebnissen mit kontinuierlichem Ionenstrahl aus Kapitel 4.2.1 und den Ergebnissen aus den Messungen mit gepulstem Ionenstrahl mit einer Pulsbreite  $\Delta\tau=4\mu s$  durchgeführt. Um die Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  der Flugzeitspektren direkt mit den entsprechenden Zählraten der Messungen mit kontinuierlichem Strahl aus Kapitel 4.2.1 vergleichen zu können, werden die Zählraten der Flugzeitspektren gemäß (8.4) für entsprechende Flugzeiten aufsummiert.

$$\sum \gamma_{\Delta\tau=4\mu s; PPX(2.8\mu m)} = \sum_{t=i}^j \gamma_{PPX(2.8\mu m)}(t) \quad (8.4)$$

Die so erhaltenen Werte der aufsummierten Zählraten  $\Sigma\gamma_{\Delta\tau=4\mu s; PPX(2.8\mu m)}$  der Flugzeitspektren für unterschiedliche Spannungen an der Probenhalterung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$  werden den entsprechenden Werten der Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  der Messreihen mit kontinuierlichem Strahl in Abb. 8-62 gegenübergestellt. Abb. 8-62 zeigt die Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  der Messreihe mit kontinuierlichem Ionenstrahl für eine Spannung am Flugrohr von  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2500V$  und einer variierten Spannung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=0V$  bis  $-2500V$  in direktem Vergleich zu den aufsummierten Zählraten  $\Sigma\gamma_{\Delta\tau=4\mu s; PPX(2.8\mu m)}$  der Messungen für  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2500V$  und  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-250V, -350V, -600V, -2000V$  und  $-2500V$  mit gepulstem Ionenstrahl einer Pulsbreite  $\Delta\tau=4\mu s$  sowie die Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  der Messreihe mit kontinuierlichem Ionenstrahl für eine Spannung am Flugrohr von  $U(L_{TOF II Flugrohr})=+2300V$ <sup>34</sup> und einer variierten

<sup>34</sup> Eine Messreihe mit kontinuierlichem Ionenstrahl für  $U(L_{TOF II Flugrohr})=+2500V$  existiert nicht. Aus diesem Grunde erfolgt der Vergleich an Hand einer Messreihe mit einer Flugrohrspannung von  $U(L_{TOF II Flugrohr})=+2300V$ .

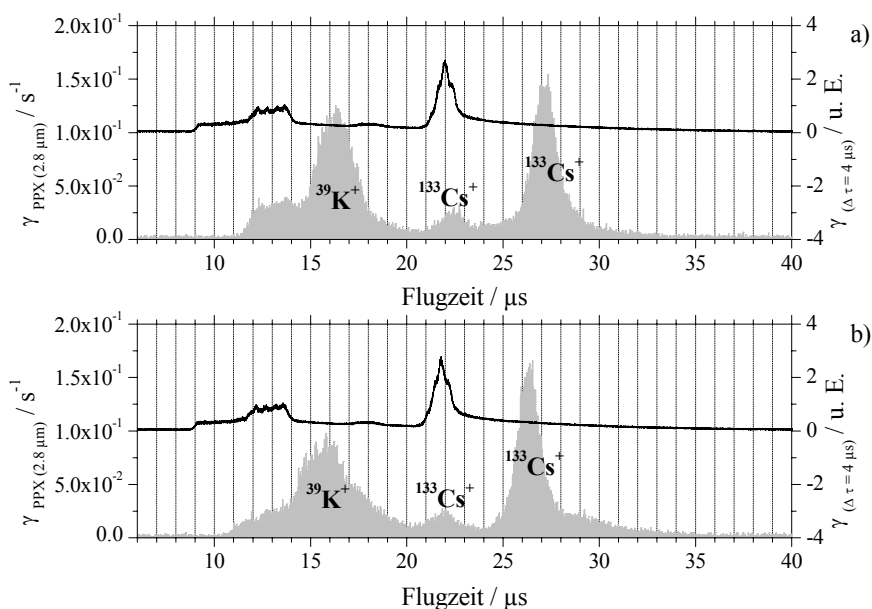
Spannung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=0V$  bis  $-2500V$  in direktem Vergleich zu den aufsummierten Zählraten  $\Sigma\gamma_{\Delta\tau=4\mu s; PPX(2.8\mu m)}$  der Messungen für  $U(L_{TOF II Flugrohr})=+2500V$  und  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-200V, -600V, -1000V, -2000V$  und  $-2500V$  mit gepulstem Ionenstrahl einer Pulsbreite  $\Delta\tau=4\mu s$ . Die Zählraten  $\Sigma\gamma_{\Delta\tau=4\mu s; PPX(2.8\mu m)}$  des gepulsten Ionenstrahls zeigen gegenüber den Zählraten des kontinuierlichen Ionenstrahls  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  einen um den Faktor  $\approx 167$  reduzierten Wertebereich. Für  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2500V$  und im Bereich von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=0V$  bis  $-1000V$  werden Zählraten  $\Sigma\gamma_{\Delta\tau=4\mu s; PPX(2.8\mu m)}$  registriert die transmittierten  $^{39}K^+$ -Ionen und  $^{133}Cs^+$ -Ionen zugeordnet werden können. Für eine Spannung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-2500V$  beobachtet man in guter Übereinstimmung zum Verhalten bei kontinuierlichem Ionenstrahl Zählraten  $\Sigma\gamma_{\Delta\tau=4\mu s; PPX(2.8\mu m)}$  die durch niederenergetische Elektronen erzeugt werden. Auch für eine Flugrohrspannung  $U(L_{TOF II Flugrohr})=+2500V$  sind die Zählraten des gepulsten Strahls in guter Übereinstimmung zu den Daten des kontinuierlichen Ionenstrahls. Für  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})\leq -2000V$  werden niederenergetische Elektronen beobachtet und für Spannungen der Probenhalterung im Bereich von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-300V$  bis  $-1000V$  beobachtet man höherenergetische Elektronen.



**Abb. 8-62** Vergleiche der detektierten Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  bei kontinuierlichem Ionenstrahl, variierter Spannung der Probenhalterung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=0V$  bis  $-2500V$  und einer Flugrohrspannung  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2500V$  &  $+2300V$  mit den über die Flugzeiten summierten Zählraten  $\Sigma\gamma_{\Delta\tau=4\mu s; PPX(2.8\mu m)}$  der Flugzeitspektren unterschiedlicher Spannungen der Probenhalterung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$  und der Flugrohrspannung  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2500V$  &  $+2500V$  des gepulsten Ionenstrahls mit  $\Delta\tau=4\mu s$ . Alle Messreihen bei einer Dicke der PPX-Membran von  $d_{PPX}=2.8\mu m$ .

### Transmission von $^{39}\text{K}^+$ - und $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen bei gepulstem Ionenstrahl; Pulsbreite $\Delta\tau = 4\text{ }\mu\text{s}$

In diesem Unterkapitel erfolgt eine genauere Analyse der Flugzeitspektren für jenen Spannungsbereich von  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}})$  in welchem die Transmission von  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen in Abb. 8-56 und Abb. 8-57 beobachtet wird. Dazu werden die signifikanten Markierungen ( $t_1, t_2, t_3, t'_4, t'_5, t'_6$ ) im Amplitudenverlauf der Zählraten  $\gamma_{(\Delta\tau=4\mu\text{s})}$  des Flugzeitspektrums ohne Membran und bei  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}})=-2500\text{V}$  festgelegt (Abb. 8-56). Die Markierungen  $t_1, t_2, t_3, t'_4$  können dabei Flugzeiten der  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen und  $t'_5, t'_6$  Flugzeiten der  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen des Flugzeitspektrums ohne Membran bei  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}})=-2500\text{V}$  und  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}})=0\text{V}$  zugeordnet werden. An Hand dieser Marken erfolgen Vergleiche der variierenden Flugzeiten der Flugzeitspektren ohne und mit Membran und für entsprechenden Spannungen von  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}})$  und  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}})$ . Wie in Kapitel 4.2.2 ist die Auflösung der Flugzeitspektren ohne Membran *Ins*, für Flugzeitspektren mit PPX-Membran ist die Auflösung der Spektren in Folge der verwendeten Zählerelektronik  $24\text{ns}$ . Der hierbei auftretende maximale Ablesefehler für die Flugzeiten wird ebenso mit  $\pm 250\text{ns}$  abgeschätzt. Die Abb. 8-63 zeigt die Flugzeitspektren der durch die PPX-Membran der Dicke  $d_{\text{PPX}}=2.8\mu\text{m}$  transmittierten  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen für  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}})=-250\text{V}$  und  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}})=-350\text{V}$  in direktem Vergleich mit den zugehörigen Flugzeitspektren ohne Membran.



**Abb. 8-63** Flugzeitspektren und Zählraten  $\gamma_{\text{PPX}(2.8\mu\text{m})}$ , bei gepulstem Ionenstrahl mit  $\Delta\tau=4\mu\text{s}$ , transmittierter  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen durch eine PPX-Membran der Dicke  $d_{\text{PPX}}=2.8\mu\text{m}$  für Spannungen der Probenhalterung von a)  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}})=-250\text{V}$  und b)  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}})=-350\text{V}$ . Vergleich in a) und b) mit Flugzeitspektren und Zählraten  $\gamma_{\Delta\tau=4\mu\text{s}}$  ohne Membran. Flugrohrspannung  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}})=-2500\text{V}$ .

Mit den aus den Flugzeitspektren für  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -250V, -350V$  und  $-600V$  gewonnen Flugzeiten der obigen Markierungen ( $t_1, t_2, t_3, t'_4, t'_5, t'_6$ ) der Zählraten  $\gamma_{(\Delta\tau=4\mu s)}$  und  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  wurden die Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  gemäß der Gleichung (8.5) berechnet.

$$\Delta t(t_i) = t_i(\gamma_{PPX(2.8\mu m)}) - t_i(\gamma_{\Delta\tau=4\mu s}) \quad (8.5)$$

Die Werte sind in Tab. 8-8 aufgeführt und in Abb. 8-66 grafisch aufgetragen.

**Tab. 8-8** Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  für die Markierungen  $t_i$  ( $i=1-6$ ) für die verschiedenen Spannungen an der Probenhalterung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -250V, -350V$  und  $-600V$ .

$t_i$	$\Delta t(t_i) / \mu s$ $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$ $= -250V$	$\Delta t(t_i) / \mu s$ $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$ $= -350V$	$\Delta t(t_i) / \mu s$ $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$ $= -600V$
$t_1$	2.497	1.718	0.649
$t_2$	2.781	2.394	1.339
$t_3$	3.122	2.529	1.802
$t'_4$	2.81	2.651	2.68
$t'_5$	4.256	3.856	2.152
$t'_6$	5.147	4.63	2.598

In Abb. 8-66 wurden die Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  der  $^{39}K^+$ -Ionen ( $^{39}K^+(t_1) - ^{39}K^+(t'_4)$ ) und die Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  der  $^{133}Cs^+$ -Ionen ( $^{133}Cs^+(t'_5) - ^{133}Cs^+(t'_6)$ ) separat gegen die Spannung der Probenhalterung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$  bzw. die kinetische Energie der auf die Membran auftreffenden  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen aufgetragen. Hierbei wird die Variation der kinetischen Energie auf Grund der Pulserzeugung nicht berücksichtigt. Abb. 8-66 verdeutlicht das für beide Ionensorten mit zunehmend negativer Spannung der Probenhalterung bzw. für größere kinetische Energie der auf die Membran auftreffenden Ionen die Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  kleinere Werte annehmen. Auch für  $\Delta\tau=4\mu s$  werden für die  $^{133}Cs^+$ -Ionen in der Tendenz größere Flugzeitdifferenzen im Vergleich zu den  $^{39}K^+$ -Ionen beobachtet.

Wie in Kapitel 4.2.2 wird im Folgenden für den Transport durch die PPX-Membran zunächst eine Diffusion nach Einstein-Smoluchowski gemäß Gleichung (4.25) angenommen. Mit den experimentell bestimmten Flugzeitdifferenzen aus Tab. 8-8 und der Membrandicke  $d_{PPX}=2.8\mu m$  werden Diffusionskoeffizienten bestimmt. Wie schon in



Kapitel 4.2.2 erläutert stellen die so bestimmten Werte der Diffusionskoeffizienten Untergrenzen für diesen Prozess dar. Die sich aus diesen Modellannahmen ergebenden Diffusionskoeffizienten  $D_{PPX(2.8\mu m)}$  sind in Tab. 8-9 aufgeführt.

**Tab. 8-9** Diffusionskoeffizienten  $D_{PPX(2.8\mu m)}$  nach (4.25) aus den Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  für die Markierungen  $t_i$  ( $i=1-6$ ) und verschiedene Spannungen an der Probenhalterung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-250V$ ,  $-350V$  und  $-600V$ .

$\Delta t(t_i)$	$D_{PPX(2.8\mu m)} / \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$ $= -250V$	$D_{PPX(2.8\mu m)} / \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$ $= -350V$	$D_{PPX(2.8\mu m)} / \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$ $= -600V$
$t_1$	$1.57 \cdot 10^{-2}$	$2.282 \cdot 10^{-2}$	$6.04 \cdot 10^{-2}$
$t_2$	$1.41 \cdot 10^{-2}$	$1.637 \cdot 10^{-2}$	$2.939 \cdot 10^{-2}$
$t_3$	$1.256 \cdot 10^{-2}$	$1.55 \cdot 10^{-2}$	$2.175 \cdot 10^{-2}$
$t'_4$	$1.395 \cdot 10^{-2}$	$1.479 \cdot 10^{-2}$	$1.463 \cdot 10^{-2}$
$t'_5$	$9.211 \cdot 10^{-3}$	$1.017 \cdot 10^{-2}$	$1.822 \cdot 10^{-2}$
$t'_6$	$7.616 \cdot 10^{-3}$	$8.467 \cdot 10^{-3}$	$1.509 \cdot 10^{-2}$

Alle gemäß (4.25) bestimmten Werte der Diffusionskoeffizienten  $D_{PPX(2.8\mu m)}$  werden für kleiner werdende Werte der Spannung an der Probenhalterung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$  größer. Wie aus Tab. 8-9 zu ersehen ist sind die Diffusionskoeffizienten der  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen ( $\Delta t(t_1)-\Delta t(t'_4)$ ) tendenziell größer als die Diffusionskoeffizienten der  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen ( $\Delta t(t'_5)-\Delta t(t'_6)$ ). Der Wertebereich für die Pulsbreite  $\Delta\tau=4\mu\text{s}$  kann mit  $D_{PPX(2.8\mu m)}(^{39}\text{K}^+; \Delta\tau=4\mu\text{s}) \approx 1.26 \cdot 10^{-2} - 2.94 \cdot 10^{-2} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$  und  $D_{PPX(2.8\mu m)}(^{133}\text{Cs}^+; \Delta\tau=4\mu\text{s}) \approx 7.6 \cdot 10^{-3} - 1.82 \cdot 10^{-2} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$  angegeben werden. Ein Vergleich der Diffusionskoeffizienten  $D_{PPX(2.8\mu m)}(^{39}\text{K}^+; \Delta\tau=4\mu\text{s})$  und  $D_{PPX(2.8\mu m)}(^{133}\text{Cs}^+; \Delta\tau=4\mu\text{s})$  mit Literaturwerten zeigt Tab. 4-9.

### Emission von niederenergetischen $e^-$ bei gepulstem Ionenstrahl;

#### Pulsbreite $\Delta\tau = 4 \mu\text{s}$

In diesem Unterkapitel wird eine genauere Analyse der Flugzeitspektren für den Spannungsbereich von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) \leq -2500V$  und  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -2500V$  der Abb. 8-58 sowie für den Spannungsbereich von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) \leq -2000V$  und  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = +2500V$  der Abb. 8-60 und Abb. 8-61 erfolgen. In diesen wird die

Emission von niederenergetischen Elektronen  $e^-$  beobachtet. Wiederum werden mit Hilfe der signifikanten Markierungen ( $t_1, t_2, t_3, t'_4, t'_5, t'_6$ ) die Flugzeitspektren ohne Membran direkt mit den Flugzeitspektren mit PPX-Membran verglichen. Gemäß der Gleichung (8.5) erhält man die in Tab. 8-10 und Tab. 8-11 aufgeführten Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$ . Eine Darstellung der Flugzeitdifferenzen findet sich für  $U(L_{TOF \text{ II Flugrohr}}) = -2500V$  in Abb. 8-66 und für  $U(L_{TOF \text{ II Flugrohr}}) = +2500V$  in Abb. 8-67. Die Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  für  $i=2$  bis 4 korrelieren hierbei offensichtlich erneut mit Flugzeiten von niederenergetischen Elektronen welche durch auf die PPX-Membran auftreffende  $^{39}K^+$ -Ionen erzeugt werden. Nach ihrer Emission an der Membranrückseite wird anschließend die Flugstrecke zwischen Membranrückseite und Detektor zurückgelegt. In gleicher Weise korrelieren die Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  für  $i=5$  und 6 mit Flugzeiten von niederenergetischen Elektronen welche durch auftreffende  $^{133}Cs^+$ -Ionen generiert werden. Mit den gleichen Abschätzungen wie sie in Kapitel 4.2.2 vorgenommen wurden ergeben sich tendenziell für die Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  bei einer Spannung  $U(L_{TOF \text{ II Flugrohr}}) = -2500V$  größere Werte als bei einer Flugrohrspannung von  $U(L_{TOF \text{ II Flugrohr}}) = +2500V$ . Dies ist konsistent mit der Annahme von niederenergetischen Elektronen, wobei  $U(L_{TOF \text{ II Flugrohr}}) = -2500V$  repulsiv und  $U(L_{TOF \text{ II Flugrohr}}) = +2500V$  attraktiv wirken. Im Weiteren zeigen die Tab. 8-10 und Tab. 8-11 generell größere Werte für Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  mit  $i=2$  bis 4 im Vergleich zu Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  mit  $i=5$  und 6.

In der Abb. 8-58 werden bei  $U(L_{TOF \text{ II Flugrohr}}) = -2500V$  und für eine Spannung  $U(L_{TOF \text{ II 2, -Probe, -3, -4, -5}}) = -2500V$  Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)} \approx 7 \cdot 10^{-3} - 5 \cdot 10^{-2} s^{-1}$  beobachtet, bei Spannungen von  $U(L_{TOF \text{ II 2, -Probe, -3, -4, -5}}) = -2000V$  und  $U(L_{TOF \text{ II 2, -Probe, -3, -4, -5}}) = -2500V$  an der Probenhalterung und einer Flugrohrspannung von  $U(L_{TOF \text{ II Flugrohr}}) = +2500V$  werden in Abb. 8-60 und Abb. 8-61 Flugzeitspektren mit Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)} \approx 5 \cdot 10^{-3} - 4 \cdot 10^{-2} s^{-1}$  und  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)} \approx 1 \cdot 10^{-2} - 1.5 \cdot 10^{-1} s^{-1}$  detektiert. Wiederum zeigen die Werte der Zählraten unter Verwendung des gepulsten Ionenstrahles ein Verhalten welches zuvor schon für die Zählraten mit kontinuierlichem Ionenstrahl beobachtet wurde. Für positive Spannungen am Flugrohr werden höhere Werte für  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  gemessen als für negative Spannungen am Flugrohr. Die Argumentation folgt hier derjenigen des Kapitels 4.2.1, im Falle eines attraktiven positiven Potentials am Flugrohr erhöht sich die Sammel-effizienz der Ionenoptik für Elektronen, d. h. im Vergleich zu einem negativen retardierenden Potential am Flugrohr wird eine größere Zahl an Elektronentrajektorien auf den Detektor abgebildet.

**Tab. 8-10** Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  für die Markierungen  $t_i$  ( $i=1-6$ ) für eine Spannung an der Probenhalterung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -2500V$  und eine Flugrohrspannung von  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -2500V$ .

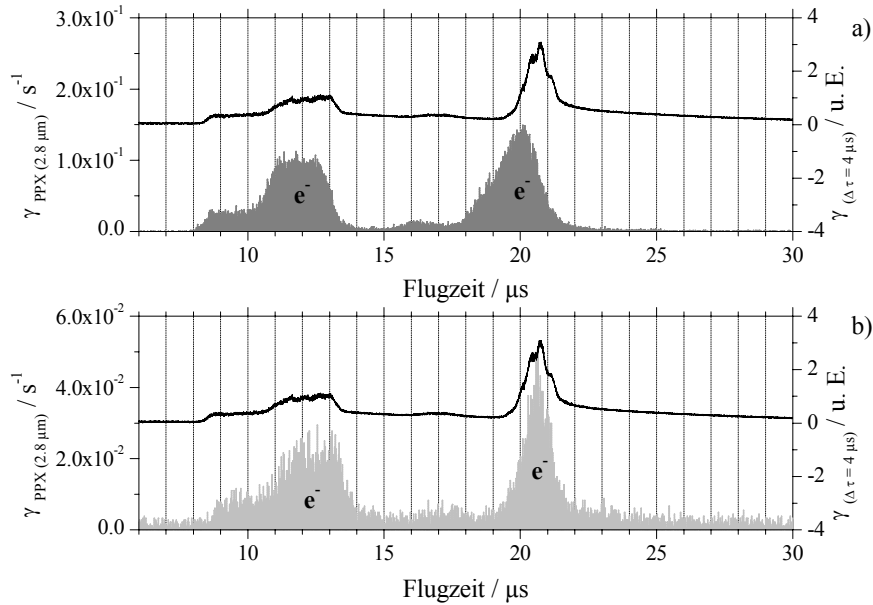
$t_i$	$\Delta t(t_i) / \mu s$ $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$ $= -2500V$
$t_1$	0.326
$t_2$	0.217
$t_3$	0.066
$t'_4$	0.059
$t'_5$	-0.128
$t'_6$	-0.039

**Tab. 8-11** Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  für die Markierungen  $t_i$  ( $i=1-6$ ) für die Spannungen an der Probenhalterung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -2000V$  und  $-2500V$  und die Flugrohrspannung von  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = +2500V$ .

$t_i$	$\Delta t(t_i) / \mu s$ $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$ $= -2000V$	$\Delta t(t_i) / \mu s$ $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$ $= -2500V$
$t_1$	-0.29	-0.138
$t_2$	-0.092	-0.051
$t_3$	-0.58	-0.544
$t'_4$	-0.77	-0.551
$t'_5$	-0.961	-0.934
$t'_6$	-1.44	-0.82

Die Abb. 8-64 zeigt die Flugzeitspektren und Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  bei  $\Delta\tau = 4\mu s$  für eine Spannung an der Probenhalterung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -2500V$  und Flugrohrspannungen von a)  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -2500V$  und b)  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = +2500V$ . Für diese beiden Flugzeitspektren mit PPX-Membran kann ein direkter Vergleich der

signifikanten Marken  $t_i$  gemäß Gleichung (4.31) erfolgen. Die experimentellen Bedingungen der beiden Flugzeitspektren unterscheiden sich nur in den beiden verwendeten Spannungen am Flugrohr. Damit geben die Flugzeitdifferenzen  $\Delta t_e(t_i)$  ausschließlich den zeitlichen Unterschied in den Flugzeiten der sekundären niederenergetischen Elektronen in Folge der Wechselwirkung mit den beiden Potentialen des Flugrohres wieder.



**Abb. 8-64** Flugzeitspektren und Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8 \mu m)}$ , bei gepulstem Ionenstrahl mit  $\Delta \tau = 4 \mu s$ , von in Wechselwirkung der  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen mit einer PPX-Membran der Dicke  $d_{PPX} = 2.8 \mu m$  erzeugten sekundären thermischen Elektronen  $e^-$  für eine Spannung der Probenhalterung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -2500V$  und Flugrohrspannungen von a)  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = +2500V$  sowie b)  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -2500V$ . Vergleich in a) und b) mit Flugzeitspektren und Zählraten  $\gamma_{\Delta \tau = 4 \mu s}$  ohne Membran bei  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -2500V$  und  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -2500V$ .

In Tab. 8-12 sind die Flugzeitdifferenzen  $\Delta t_e(t_i)$  aufgelistet. Für die Flugzeitdifferenzen  $\Delta t_e(t_i)$  mit  $i=1-4$  ergeben sich Werte im Bereich von  $\Delta t_e(t_i) \approx 0.27-0.61 \mu s$ . Diese Flugzeitdifferenzen korrelieren mit sekundären Elektronen die durch Wechselwirkung der  $^{39}K^+$ -Ionen mit der PPX-Membran erzeugt wurden. Entsprechend findet man für die Flugzeitdifferenzen  $\Delta t_e(t_i)$  mit  $i=5-6$  Werte im Bereich von  $\Delta t_e(t_i) \approx 0.56-0.81 \mu s$ . Diese Flugzeitdifferenzen korrelieren mit sekundären Elektronen die durch Wechselwirkung der  $^{133}Cs^+$ -Ionen mit der PPX-Membran erzeugt wurden.

**Tab. 8-12** Flugzeitdifferenzen  $\Delta t_e(t_i)$  für die Markierungen  $t_i$  ( $i=1-6$ ) zwischen den Flugrohrspannungen  $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}})=-2500V$  und  $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}})=+2500V$  bei einer Spannung an der Probenhalterung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-2500V$ .

$t_i$	$\Delta t_e(t_i) / \mu s$ $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$ $= -2500V$
$t_1$	0.464
$t_2$	0.268
$t_3$	0.61
$t'_4$	0.61
$t'_5$	0.806
$t'_6$	0.561

An Hand dieser Flugzeitdifferenzen werden auch hier Simulationen mit SIMION zur Bestimmung der kinetischen Energie der Elektronen vorgenommen. Die Simulationen ergeben Werte für die kinetischen Energien der sekundären Elektronen von  $E_{kin}(\Delta t_e(t_i); i=1-4) \approx 220 meV - 1.15 eV$  und  $E_{kin}(\Delta t_e(t_i); i=5-6) \approx 120 meV - 260 meV$ . Die kinetischen Energien der erzeugten sekundären niederenergetischen Elektronen, unter Verwendung eines gepulsten Ionenstrahls mit einer Pulsbreite  $\Delta\tau = 4 \mu s$ , sind in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen des Kapitels 4.2.1, in Bezug auf die dortigen kinetischen Energien der sekundären niederenergetischen Elektronen unter Verwendung eines kontinuierlichen Ionenstrahls. Ebenso sind die hier gefundenen Ergebnisse für die kinetischen Energien der niederenergetischen Elektronen in guter Übereinstimmung mit den entsprechenden Daten des Kapitels 4.2.2 bei einer Pulsbreite von  $\Delta\tau = 8 \mu s$  des gepulsten Ionenstrahls.

### **Emission von höherenergetischen $e^-$ bei gepulstem Ionenstrahl;**

#### **Pulsbreite $\Delta\tau = 4 \mu s$**

In dem folgenden Unterkapitel wird eine genauere Analyse der Flugzeitspektren für die Spannungen von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -1000V$  und  $-600V$  bei einer Flugrohrspannung von  $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}}) = +2500V$  vorgenommen. Unter diesen Bedingungen wird die Emission von höherenergetischen Elektronen  $e^-$  in den Flugzeitspektren der

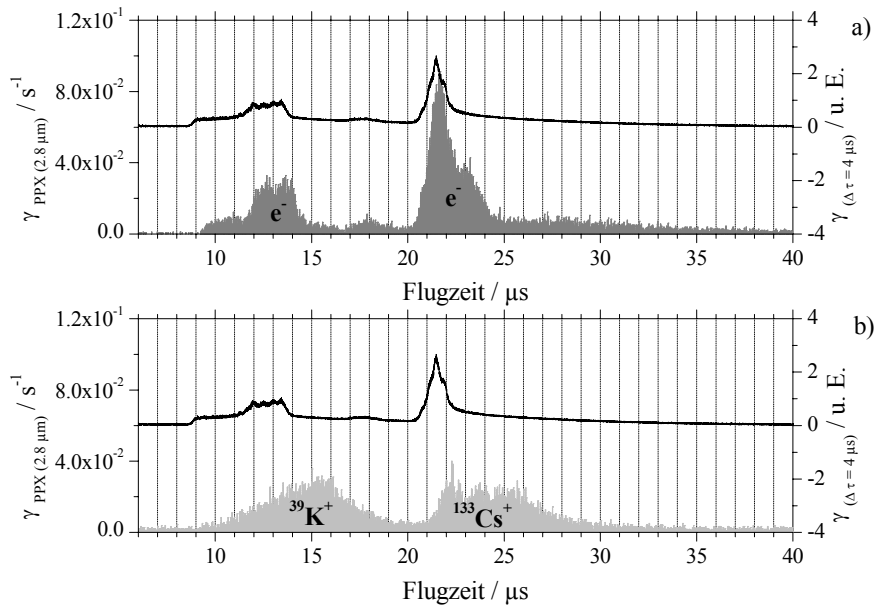
Abb. 8-59 und der Abb. 8-60 beobachtet. Mit Hilfe der signifikanten Markierungen ( $t_1$ ,  $t_2$ ,  $t_3$ ,  $t'_4$ ,  $t'_5$ ,  $t'_6$ ) können die Flugzeitspektren ohne Membran wiederum direkt mit den Flugzeitspektren mit PPX-Membran verglichen werden. Für die Spannung an der Probenhalterung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -600V$  ergeben sich nach Gleichung (8.5) die in Tab. 8-13 aufgeführten Flugzeitdifferenzen. Eine Darstellung der Flugzeitdifferenzen findet sich in Abb. 8-67. Die Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  für  $i=2$  bis 4 korrelieren hierbei mit Flugzeiten von Elektronen die durch auf die PPX-Membran auftreffende  $^{39}K^+$ -Ionen erzeugt werden und die Flugstrecke zwischen Membranrückseite und Detektor zurücklegen. In gleicher Weise korrelieren die Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  für  $i=5$  und 6 mit Flugzeiten von Elektronen die durch auftreffende  $^{133}Cs^+$ -Ionen generiert werden. Im Falle einer positiven Aufladung der Membranvorderseite durch  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen enthalten auch diese Flugzeitdifferenzen die zeitliche Verzögerung durch die Abbremsung der Ionen im elektrischen Feld zwischen der Linse  $L_{TOF II 2}$  und der Membranvorderseite.

**Tab. 8-13** Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  für die Markierungen  $t_i$  ( $i=1-6$ ) für eine Spannung an der Probenhalterung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -600V$  und eine Flugrohrspannung von  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = +2500V$ .

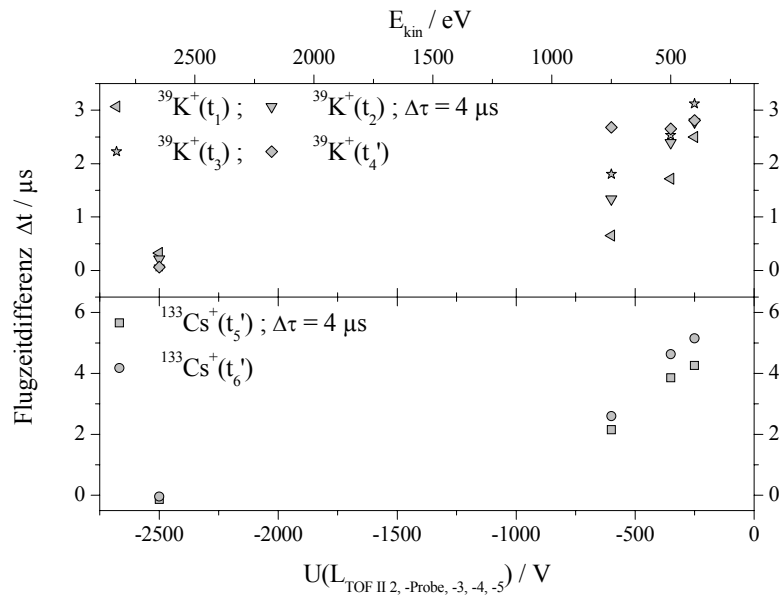
$t_i$	$\Delta t(t_i) / \mu s$ $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$ $= -600V$
$t_1$	0.624
$t_2$	1.192
$t_3$	0.24
$t'_4$	0.214
$t'_5$	0.003
$t'_6$	0.132

Wie aus Kapitel 4.2.2 hervorgeht kann für die kinetische Energie der hochenergetischen Elektronen ein Wert von  $E_{kin}(e^-) \geq 1300eV$  angenommen werden. Eine Simulation mit Elektronen einer solchen kinetischen Energie zeigte dort, dass die Flugzeit der hochenergetischen Elektronen in den gemessenen Flugzeitspektren in erster Näherung vernachlässigt werden kann. Damit erwartet man erneut für die Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  in der Tab. 8-13 Werte  $< 0s$  wenn keine Aufladung der Membranvorderseite vorliegt. Tab. 8-13 zeigt das die Werte der Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i) > 0s$  sind. Insbeson-

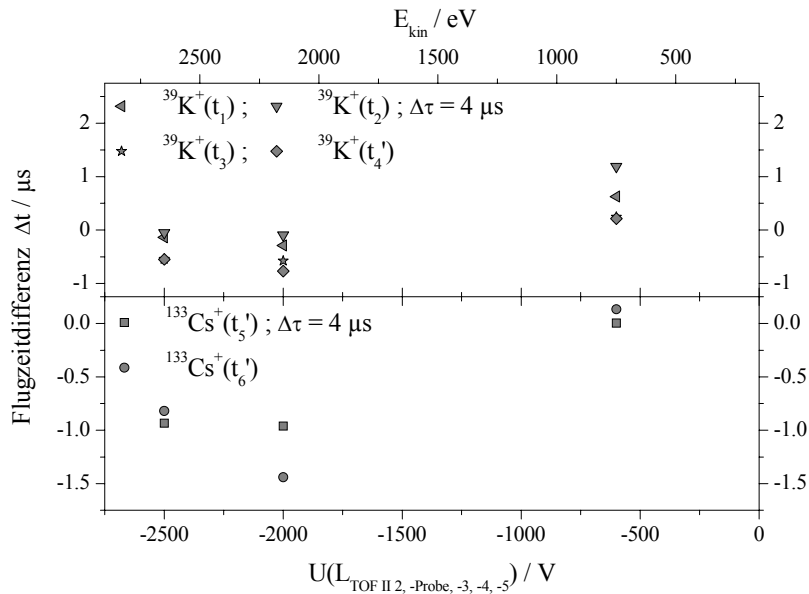
dere sind die Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  mit  $i=2-4$ , jene korrelieren mit Elektronen aus einer Wechselwirkung von  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen mit der PPX-Membran, tendenziell größer als die Werte der Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  mit  $i=5-6$ , jene korrelieren entsprechend mit Elektronen aus einer Wechselwirkung von  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen mit der PPX-Membran. Ein derartiges Verhalten ist zu erwarten wenn eine positive Aufladung der Membranvorderseite vorliegt und die  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen eine zeitliche Verzögerung durch eine Abbremsung im elektrischen Feld zwischen der Linse  $L_{\text{TOF II 2}}$  und der Membranvorderseite erfahren. Die Abb. 8-65 a) zeigt dieses Verhalten an Hand der Flugzeitspektren mit und ohne PPX-Membran für  $U(L_{\text{TOF II 2}}, -\text{Probe}, -3, -4, -5) = -600\text{V}$  und  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}}) = +2500\text{V}$ . Im direkten Vergleich hierzu sind in Abb. 8-65 b) die Flugzeitspektren mit und ohne PPX-Membran für  $U(L_{\text{TOF II 2}}, -\text{Probe}, -3, -4, -5) = -600\text{V}$  und  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}}) = -2500\text{V}$  dargestellt, welche im Falle mit PPX-Membran die Transmission von  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen wiedergibt. Dies zeigt das unter diesen experimentellen Bedingungen, unter Verwendung eines gepulsten Ionenstrahls mit Pulsbreite  $\Delta\tau = 4\mu\text{s}$ , sowohl hochenergetische Elektronen an der Rückseite der PPX-Membran emittiert wie auch  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen durch diese transmittiert werden. Dieses Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen des Kapitels 4.2.2. Eine weiterführende Analyse der Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  der Tab. 8-13 mit Blick auf eine positive Aufladung der Membranvorderseite wird aus den bereits unter Kapitel 4.2.2 angeführten Gründen nicht durchgeführt.



**Abb. 8-65** Vergleich der Flugzeitspektren und Zählraten  $\gamma_{\text{PPX}(2.8\mu\text{m})}$ , bei gepulstem Ionenstrahl,  $\Delta\tau = 4\mu\text{s}$ . a) in Wechselwirkung der  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen mit der PPX-Membran,  $d_{\text{PPX}} = 2.8\mu\text{m}$  erzeugten sekundären hochenergetischen Elektronen, detektiert bei  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}}) = +2500\text{V}$ . b) durch die Membran transmittierte  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen, detektiert bei  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}}) = -2500\text{V}$ . Vergleich in a) & b) mit Flugzeitspektren,  $\gamma_{\Delta\tau=4\mu\text{s}}$  ohne Membran bei  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}}) = -2500\text{V}$ . ( $U(L_{\text{TOF II 2}}, -\text{Probe}, -3, -4, -5) = -600\text{V}$ )



**Abb. 8-66** Flugzeitdifferenzen  $\Delta t$  für  $t_1$  bis  $t_6$  (siehe **Abb. 8-56**), zwischen den Flugzeiten der Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  mit Membran,  $d_{PPX}=2.8\mu m$  und den Flugzeiten der Zählraten  $\gamma_{\Delta\tau=4\mu s}$  ohne Membran des gepulsten Ionenstrahls,  $\Delta\tau=4\mu s$  ( $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}})=-2500V$ ). Die Auftragung  $\Delta t$  gegen  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$  zeigt den Bereich transmittierter  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen,  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=0V$  bis  $-1000V$ , und den Bereich mit niedereenergetischen Elektronen,  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-2500V$ .



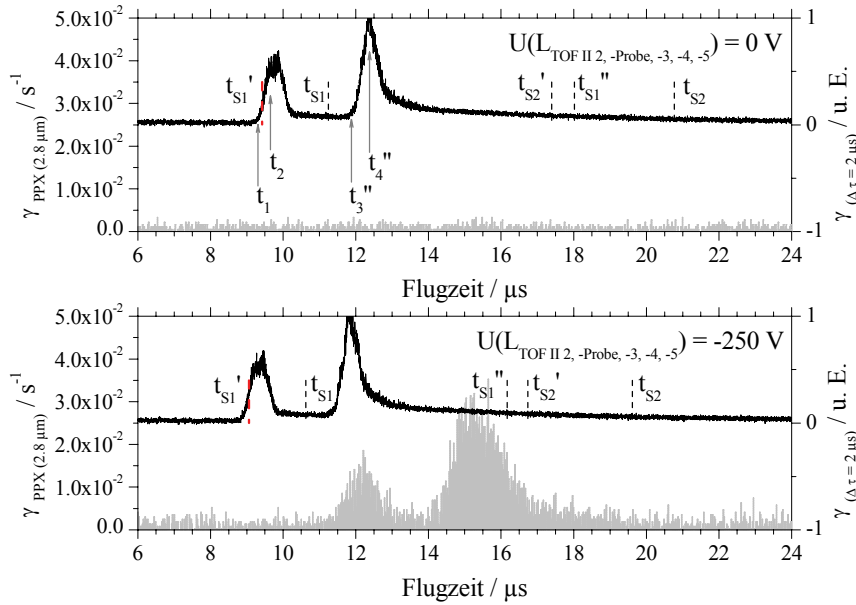
**Abb. 8-67** Flugzeitdifferenzen  $\Delta t$ , für  $t_1$  bis  $t_6$  (siehe **Abb. 8-56**), zwischen den Flugzeiten der Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  mit Membran,  $d_{PPX}=2.8\mu m$  bei  $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}})=+2500V$  und den Flugzeiten der Zählraten  $\gamma_{\Delta\tau=4\mu s}$  ohne Membran bei  $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}})=-2500V$ , des gepulsten Ionenstrahls,  $\Delta\tau=4\mu s$ . Die Auftragung  $\Delta t$  gegen  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$  zeigt Bereiche mit hochenergetischen Elektronen,  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-600V$ , und niedereenergetischen Elektronen,  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})\leq -2000V$ .



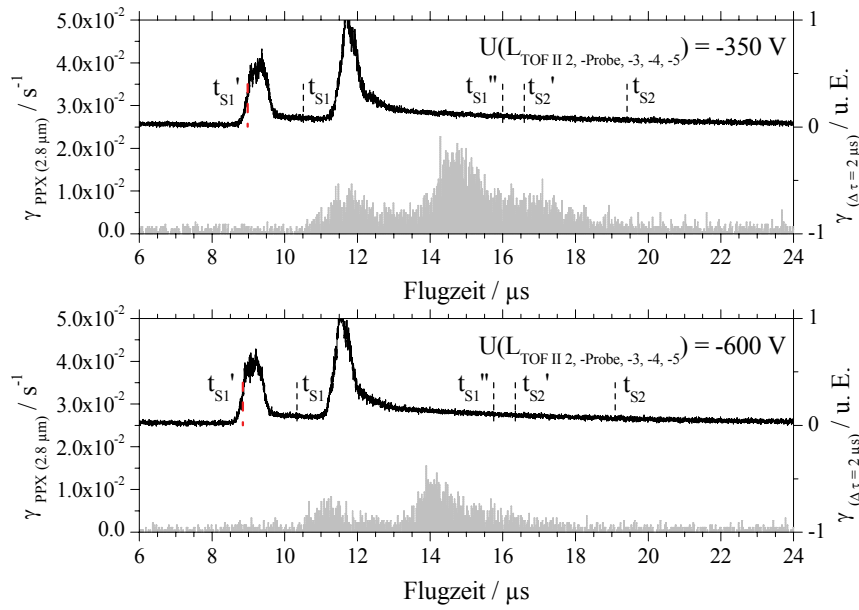
### Erste experimentelle Ergebnisse mit gepulstem Ionenstrahl; $\Delta\tau = 2 \mu\text{s}$

Die Abb. 8-68 bis Abb. 8-73 zeigen erste experimentelle Ergebnisse mit einem gepulsten Ionenstrahl der Pulsbreite  $\Delta\tau=2\mu\text{s}$ . Abb. 8-68 bis Abb. 8-70 zeigen Flugzeitspektren mit einer Flugrohrspannung  $U(L_{TOF \text{ II Flugrohr}})=-2500V$  und Spannungen der Probenhalterung von  $U(L_{TOF \text{ II 2, -Probe, -3, -4, -5}})=0V, -250V, -350V, -600V, -2000V$ , und  $-2500V$ . Für die jeweiligen Spannungen an der Probenhalterung wurden separate Messungen ohne Membran durchgeführt. Die Aufzeichnung der Zählraten  $\gamma_{(\Delta\tau=2\mu\text{s})}$  erfolgte mit einem Oszilloskop und sind in den Flugzeitspektren in unbestimmten Einheiten aufgetragen. In Abb. 8-68 bis Abb. 8-70 erfolgt ein direkter Vergleich zwischen Flugzeitspektren ohne Membran und mit PPX-Membran der Dicke  $d_{PPX}=2.8\mu\text{m}$ , respektive der Zählraten  $\gamma_{(\Delta\tau=2\mu\text{s})}$  und  $\gamma_{PPX(2.8\mu\text{m})}$ . Auch hier wurden in die Flugzeitspektren ohne Membran mit SIMION simulierte Flugzeiten  $t_{S1}$  und  $t_{S2}$  für  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen mit einer kinetischen Energie  $E_{kin}=150\text{eV}$  integriert. Gemäß Gleichung (4.22) wurden Simulationen für  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen mit einer kinetischen Energie von  $E_{kinVor}\approx 256\text{eV}$  und  $E_{kinRück}\approx 43.9\text{eV}$  durchgeführt. Die erhaltenen Flugzeiten  $t_{S1'}$  und  $t_{S1''}$  wurden in die Flugzeitspektren ohne Membran eingetragen. Gleiches wurde für  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen und die gewonnenen Flugzeiten  $t_{S2'}$  und  $t_{S2''}$  vorgenommen. Wie die Flugzeitspektren der Abb. 8-68 bis Abb. 8-70 zeigen, ist die simulierte Flugzeit  $t_{S1'}$  in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen. In den Flugzeitspektren werden, auf Grund der Transitbedingungen bei der Pulsgenerierung innerhalb des elektrischen Spiegels, nur noch Zählraten beobachtet welche auf  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen zurückgeführt werden können. Für eine Pulsbreite von  $\Delta\tau=2\mu\text{s}$  enthält der gepulste Ionenstrahl keine  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen. Die Flugzeitspektren und Zählraten  $\gamma_{(\Delta\tau=2\mu\text{s})}$  ohne PPX-Membran der Abb. 8-68 bis Abb. 8-70 zeigen für zunehmend negative Spannungswerte  $U(L_{TOF \text{ II 2, -Probe, -3, -4, -5}})$  an der Probenhalterung wieder den erwarteten zeitlichen Verlauf. Mit zunehmend negativer Spannung werden die Flugzeiten der detektierten Ionen kleiner. Für Spannungen  $U(L_{TOF \text{ II 2, -Probe, -3, -4, -5}})=-250V, -350V$  und  $-600V$  beobachtet man Zählraten im Bereich von  $\gamma_{PPX(2.8\mu\text{m})}\approx 5\cdot 10^{-3}-3.2\cdot 10^{-2}\text{s}^{-1}$  (Abb. 8-68 und Abb. 8-69). Der Amplitudenverlauf von  $\gamma_{PPX(2.8\mu\text{m})}$  zeigt für die Flugzeitspektren mit PPX-Membran und Spannungen  $U(L_{TOF \text{ II 2, -Probe, -3, -4, -5}})=-250V, -350V$  und  $-600V$  einen vergleichbaren Verlauf zu den Zählraten  $\gamma_{(\Delta\tau=2\mu\text{s})}$  der Flugzeitspektren ohne PPX-Membran. Für kleiner werdende Spannungen  $U(L_{TOF \text{ II 2, -Probe, -3, -4, -5}})$  beobachtet man eine Reduzierung der Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu\text{m})}$ . Für alle drei Spannungswerte von  $U(L_{TOF \text{ II 2, -Probe, -3, -4, -5}})$  wird im direkten Vergleich mit den Flugzeitspektren ohne Membran eine Verschiebung der Flugzeitspektren, respektive der Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu\text{m})}$ , zu größeren Flugzeiten hin beobachtet. Hier können die detektierten Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu\text{m})}$  auf die Transmission von  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen durch die Membran zurückgeführt werden.

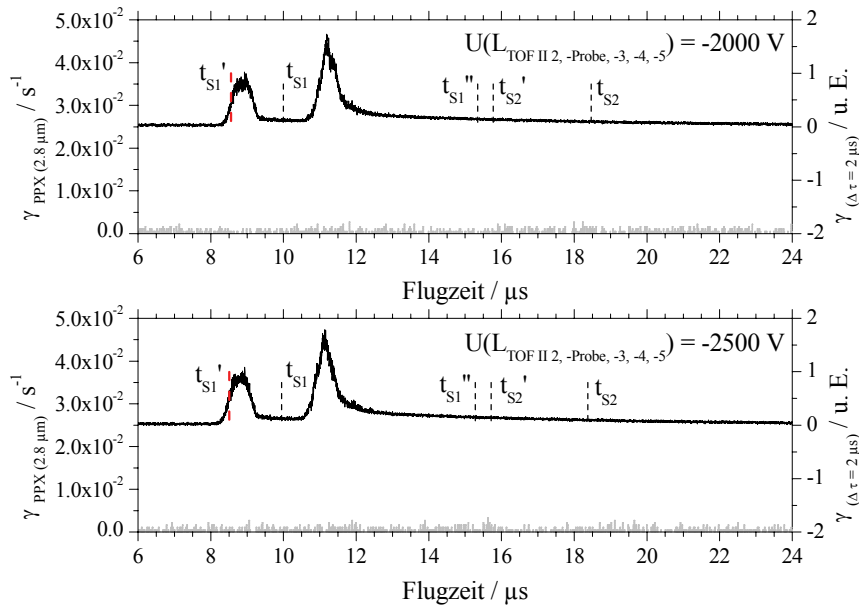
Die Abb. 8-70 zeigt Flugzeitspektren der Zählraten  $\gamma_{(\Delta\tau=2\mu s)}$  in direktem Vergleich mit Flugzeitspektren der Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  für eine Spannung an der Probenhalterung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -2000V$  und  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -2500V$ . Für beide Spannungen von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$  werden keine Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  oberhalb des auftretenden Untergrundsignals von  $\gamma_{Untergrund} \approx 2 \cdot 10^{-3} s^{-1}$  beobachtet. Für  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -2500V$  werden somit für eine Pulsbreite von  $\Delta\tau = 2\mu s$  keine sekundären niederenergetischen Elektronen detektiert.



**Abb. 8-68** Vergleich von Flugzeitspektren des gepulsten Ionenstrahls ohne PPX-Membran  $\gamma_{(\Delta\tau=2\mu s)}$  und der detektierten Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  erzeugt durch Wechselwirkung der Ionenpulse mit einer PPX-Membran der Dicke  $d_{PPX} = 2.8\mu m$  bei einer Pulsbreite von  $\Delta\tau = 2\mu s$ . Flugzeitspektren für variierte Spannung an der Probenhalterung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = 0V$  und  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -250V$  sowie einer Spannung des Flugrohres von  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -2500V$ .



**Abb. 8-69** Vergleich von Flugzeitspektren des gepulsten Ionenstrahls ohne PPX-Membran  $\gamma_{(\Delta\tau=2\mu s)}$  und der detektierten Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  erzeugt durch Wechselwirkung der Ionenpulse mit einer PPX-Membran der Dicke  $d_{PPX}=2.8\mu m$  bei einer Pulsbreite von  $\Delta\tau=2\mu s$ . Flugzeitspektren für variierte Spannung an der Probenhalterung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-350V$  und  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-600V$  sowie einer Spannung des Flugrohres von  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2500V$ .

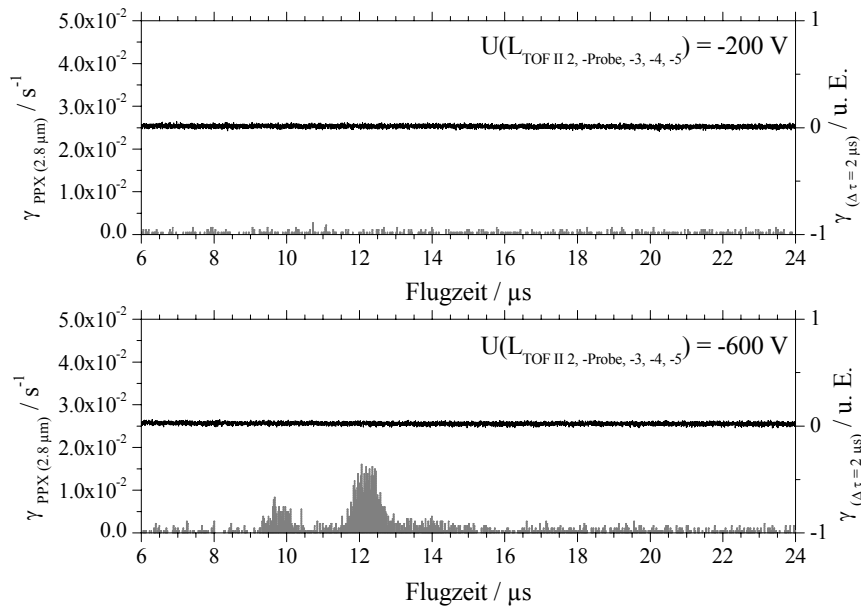


**Abb. 8-70** Vergleich von Flugzeitspektren des gepulsten Ionenstrahls ohne PPX-Membran  $\gamma_{(\Delta\tau=2\mu s)}$  und der detektierten Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  erzeugt durch Wechselwirkung der Ionenpulse mit einer PPX-Membran der Dicke  $d_{PPX}=2.8\mu m$  bei einer Pulsbreite von  $\Delta\tau=2\mu s$ . Flugzeitspektren für variierte Spannung an der Probenhalterung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-2000V$  und  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-2500V$  sowie einer Spannung des Flugrohres von  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2500V$ .

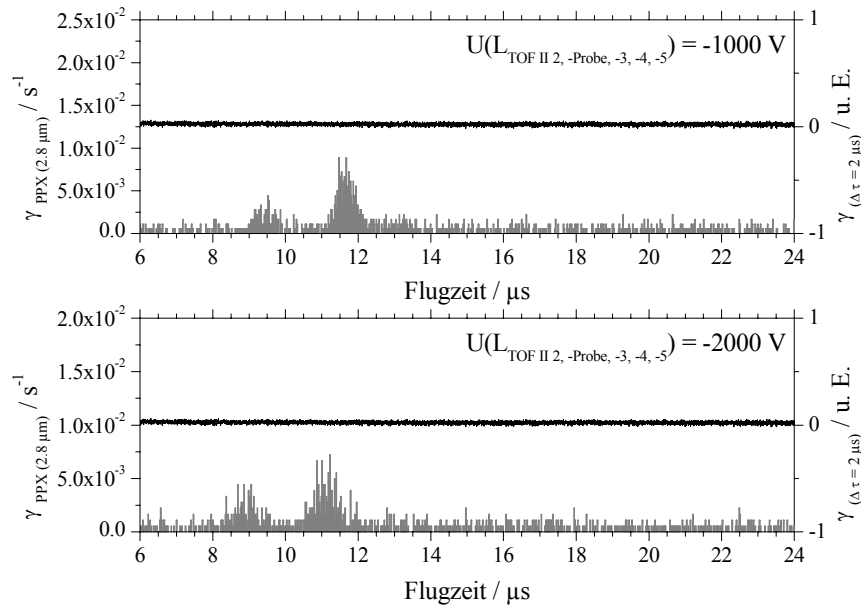
In den Abb. 8-71 bis Abb. 8-73 sind Flugzeitspektren mit einer Flugrohrspannung von  $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}})=+2500V$  und Spannungen der Probenhalterung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-200V, -600V, -1000V, -2000V$ , und  $-2500V$  aufgeführt. Für diese Spannungen wird, wie in Kapitel 4.2.2 unter Verwendung eines gepulsten Ionenstrahls mit einer Pulsbreite von  $\Delta\tau=8\mu s$ , die Erzeugung von sekundären höherenergetischen und niederenergetischen Elektronen  $e^-$  beobachtet. Wie zuvor in Kapitel 4.2.2 wird bei separaten Messungen ohne Membran für die aufgezeichneten Zählraten  $\gamma_{(\Delta\tau=2\mu s)}$ , bei allen untersuchten Spannungen  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$  der Probenhalterung, nur das Untergrundsignal registriert. Auch hier ist für keine der verwendeten Spannungen der Probenhalterung die resultierende kinetische Energie der Ionen ausreichend um das retardierende Potential des Flugrohres von  $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}})=+2500V$  zu überwinden. In allen Flugzeitspektren der Abb. 8-71 bis Abb. 8-73 wurden diesen wiederum die entsprechenden Flugzeitspektren mit einer PPX-Membran der Dicke  $d_{PPX}=2.8\mu m$  in direktem Vergleich gegenübergestellt.

Auch im Falle einer Pulsbreite von  $\Delta\tau=2\mu s$  des gepulsten Ionenstrahls werden für eine Spannung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-200V$  keine Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  außer dem Untergrundsignal beobachtet (Abb. 8-71). Für eine Spannung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-600V$  beobachtet man Zählraten von  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}\approx 5\cdot 10^{-3}-1.6\cdot 10^{-2}s^{-1}$  und für eine Spannung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-1000V$  Zählraten von  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}\approx 3\cdot 10^{-3}-1\cdot 10^{-2}s^{-1}$ . Wie bereits in Kapitel 4.2.2 können die Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  der Flugzeitspektren der Abb. 8-71 und Abb. 8-72 bei gepulstem Ionenstrahl der Pulsbreite  $\Delta\tau=2\mu s$  durch die Annahme einer Erzeugung von höherenergetischen Elektronen  $e^-$  durch die mit der PPX-Membran wechselwirkenden  $^{39}K^+$ -Ionen erklärt werden.

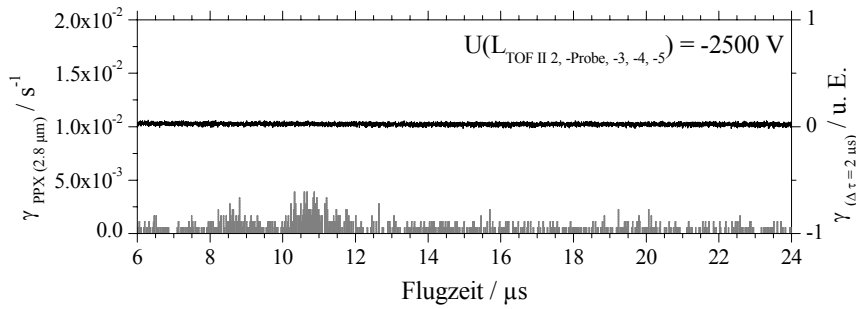
Bei Spannungen von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-2000V$  und  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-2500V$  an der Probenhalterung werden in Abb. 8-72 und Abb. 8-73 Flugzeitspektren mit Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}\approx 2\cdot 10^{-3}-7\cdot 10^{-3}s^{-1}$  und  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}\approx 3\cdot 10^{-3}-4\cdot 10^{-3}s^{-1}$  detektiert. Wie bereits für  $\Delta\tau=8\mu s$  erfolgt im Falle  $\Delta\tau=2\mu s$  eine deutliche Verschiebung des Amplitudenverlaufes der Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  zu kleineren Flugzeiten in den Flugzeitspektren, dieses wird im direkten Vergleich zu den Spektren bei Spannungen  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-600V$  und  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-1000V$  beobachtet. Wie in Kapitel 4.2.2 werden für eine Flugrohrspannung von  $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}})=+2500V$  und Spannungen  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})\leq -2000V$ , niederenergetische Elektronen beobachtet. Die Amplitudenverläufe der Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  zeigen, dass durch  $^{39}K^+$ -Ionen sekundäre Elektronen erzeugt werden.



**Abb. 8-71** Vergleich von Flugzeitspektren des gepulsten Ionenstrahls ohne PPX-Membran  $\gamma_{(\Delta\tau=2\mu s)}$  und der detektierten Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  erzeugt durch Wechselwirkung der Ionenpulse mit einer PPX-Membran der Dicke  $d_{PPX}=2.8\mu m$  bei einer Pulsbreite von  $\Delta\tau=2\mu s$ . Flugzeitspektren für variierte Spannung an der Probenhalterung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-200V$  und  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-600V$  sowie einer Spannung des Flugrohres von  $U(L_{TOF II Flugrohr})=+2500V$ .



**Abb. 8-72** Vergleich von Flugzeitspektren des gepulsten Ionenstrahls ohne PPX-Membran  $\gamma_{(\Delta\tau=2\mu s)}$  und der detektierten Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  erzeugt durch Wechselwirkung der Ionenpulse mit einer PPX-Membran der Dicke  $d_{PPX}=2.8\mu m$  bei einer Pulsbreite von  $\Delta\tau=2\mu s$ . Flugzeitspektren für variierte Spannung an der Probenhalterung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-1000V$  und  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-2000V$  sowie einer Spannung des Flugrohres von  $U(L_{TOF II Flugrohr})=+2500V$ .



**Abb. 8-73** Vergleich von Flugzeitspektren des gepulsten Ionenstrahls ohne PPX-Membran  $\gamma_{(\Delta\tau=2\mu s)}$  und der detektierten Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  erzeugt durch Wechselwirkung der Ionenpulse mit einer PPX-Membran der Dicke  $d_{PPX}=2.8\mu m$  bei einer Pulsbreite von  $\Delta\tau=2\mu s$ . Flugzeitspektren für variierte Spannung an der Probenhalterung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-2500V$  sowie einer Spannung des Flugrohres von  $U(L_{TOF II Flugrohr})=+2500V$ .

#### $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$ bei kontinuierlichem und gepulstem Ionenstrahl; Pulsbreite $\Delta\tau = 2 \mu s$

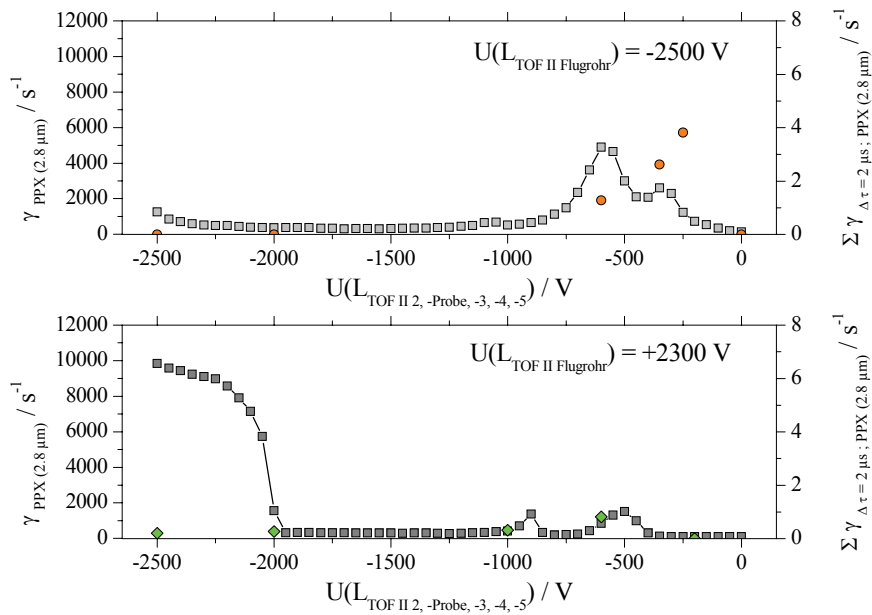
Wie im entsprechenden Unterkapitel für einen gepulsten Ionenstrahl mit Pulsbreite  $\Delta\tau=8\mu s$  wird hier ein Vergleich zwischen den experimentellen Ergebnissen mit kontinuierlichem Ionenstrahl aus Kapitel 4.2.1 und den Ergebnissen aus den Messungen mit gepulstem Ionenstrahl mit einer Pulsbreite  $\Delta\tau=2\mu s$  durchgeführt. Um die Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  der Flugzeitspektren direkt mit den entsprechenden Zählraten der Messungen mit kontinuierlichem Strahl aus Kapitel 4.2.1 vergleichen zu können werden die Zählraten der Flugzeitspektren gemäß (8.6) für entsprechende Flugzeiten aufsummiert.

$$\sum \gamma_{\Delta\tau=2\mu s; PPX(2.8\mu m)} = \sum_{t=i}^j \gamma_{PPX(2.8\mu m)}(t) \quad (8.6)$$

Die so erhaltenen Werte der aufsummierten Zählraten  $\Sigma\gamma_{\Delta\tau=2\mu s; PPX(2.8\mu m)}$  der Flugzeitspektren für unterschiedliche Spannungen an der Probenhalterung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$  werden den entsprechenden Werten der Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  der Messreihen mit kontinuierlichem Strahl in Abb. 8-74 gegenübergestellt. Abb. 8-74 zeigt die Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  der Messreihe mit kontinuierlichem Ionenstrahl für eine Spannung am Flugrohr von  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2500V$  und einer variierten Spannung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=0V$  bis  $-2500V$  in direktem Vergleich zu den aufsummierten Zählraten  $\Sigma\gamma_{\Delta\tau=2\mu s; PPX(2.8\mu m)}$  der Messungen für  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2500V$  und  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=0V, -250V, -350V, -600V, -2000V$ , und  $-2500V$  mit gepulstem Ionenstrahl einer Pulsbreite  $\Delta\tau=2\mu s$  sowie die Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  der Messreihe mit kontinuierlichem Ionenstrahl für eine Spannung am Flugrohr von  $U(L_{TOF II Flugrohr})=+2300V$ <sup>35</sup> und einer

<sup>35</sup> Eine Messreihe mit kontinuierlichem Ionenstrahl für  $U(L_{TOF II Flugrohr})=+2500V$  existiert nicht. Aus diesem Grunde erfolgt der Vergleich an Hand einer Messreihe mit einer Flugrohrspannung von  $U(L_{TOF II Flugrohr})=+2300V$ .

variierten Spannung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=0V$  bis  $-2500V$  in direktem Vergleich zu den aufsummierten Zählraten  $\Sigma\gamma_{\Delta\tau=2\mu s; PPX(2.8\mu m)}$  der Messungen für  $U(L_{TOF II Flugrohr})=+2500V$  und  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-200V, -600V, -1000V, -2000V$ , und  $-2500V$  mit gepulstem Ionenstrahl einer Pulsbreite  $\Delta\tau=2\mu s$ . Die Zählraten  $\Sigma\gamma_{\Delta\tau=2\mu s; PPX(2.8\mu m)}$  des gepulsten Ionenstrahls zeigen gegenüber den Zählraten des kontinuierlichen Ionenstrahls  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  einen um den Faktor  $\approx 1650$  reduzierten Wertebereich. Für  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2500V$  und im Bereich von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=0V$  bis  $-1000V$  werden Zählraten  $\Sigma\gamma_{\Delta\tau=2\mu s; PPX(2.8\mu m)}$  registriert die transmittierten  $^{39}K^+$ -Ionen zugeordnet werden können. Für eine Spannung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-2500V$  beobachtet man, im Gegensatz zum Verhalten bei kontinuierlichem Ionenstrahl, keine Zählraten  $\Sigma\gamma_{\Delta\tau=2\mu s; PPX(2.8\mu m)}$  die durch niederenergetische Elektronen erzeugt werden. Auch für eine Flugrohrspannung  $U(L_{TOF II Flugrohr})=+2500V$  sind die Zählraten des gepulsten Strahls in guter Übereinstimmung zu den Daten des kontinuierlichen Ionenstrahls. Für  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})\leq -2000V$  werden niederenergetische Elektronen beobachtet und für Spannungen der Probenhalterung im Bereich von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-300V$  bis  $-1000V$  beobachtet man höherenergetische Elektronen.

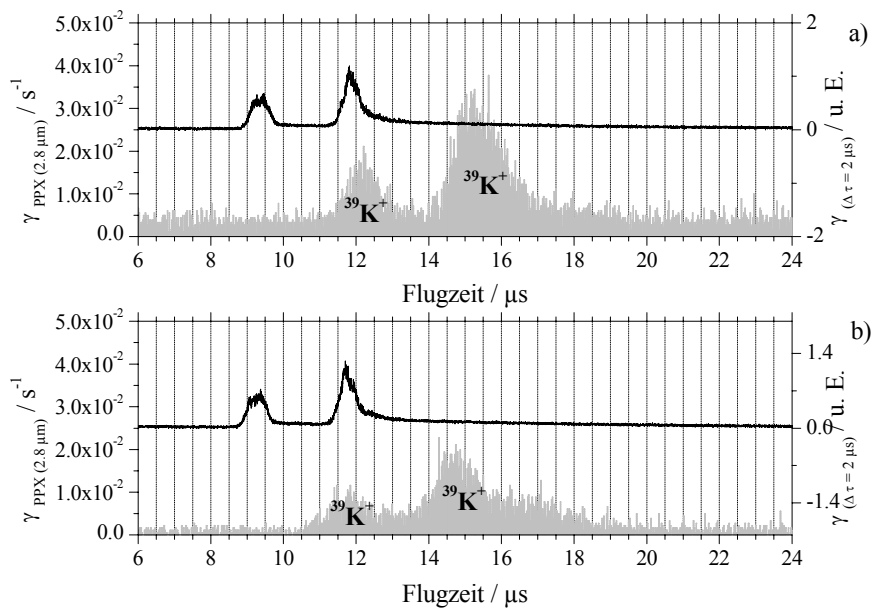


**Abb. 8-74** Vergleiche der detektierten Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  bei kontinuierlichem Ionenstrahl, variiert Spannung der Probenhalterung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=0V$  bis  $-2500V$  und einer Flugrohrspannung  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2500V$  &  $+2300V$  mit den über die Flugzeiten summierten Zählraten  $\Sigma\gamma_{\Delta\tau=2\mu s; PPX(2.8\mu m)}$  der Flugzeitspektren unterschiedlicher Spannungen der Probenhalterung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$  und der Flugrohrspannung  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2500V$  &  $+2500V$  des gepulsten Ionenstrahls mit  $\Delta\tau=2\mu s$ . Alle Messreihen bei einer Dicke der PPX-Membran von  $d_{PPX}=2.8\mu m$ .

## Transmission von $^{39}\text{K}^+$ -Ionen bei gepulstem Ionenstrahl;

Pulsbreite  $\Delta\tau = 2\text{ }\mu\text{s}$

In diesem Unterkapitel erfolgt eine genauere Analyse der Flugzeitspektren für jenen Spannungsbereich von  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}})$  in welchem die Transmission von  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen in Abb. 8-68 und Abb. 8-69 beobachtet wird. Dazu werden auch hier zunächst signifikante Markierungen ( $t_1, t_2, t''_3, t''_4$ ) im Amplitudenverlauf der Zählraten  $\gamma_{(\Delta\tau=2\mu\text{s})}$  des Flugzeitspektrums ohne Membran und bei  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}})=-2500\text{V}$  festgelegt (Abb. 8-68). Die Markierungen  $t_1, t_2, t''_3, t''_4$  können dabei Flugzeiten der  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen des Flugzeitspektrums ohne Membran bei  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}})=-2500\text{V}$  und  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}})=0\text{V}$  zugeordnet werden. An Hand dieser Marken erfolgen Vergleiche der variierenden Flugzeiten der Flugzeitspektren ohne und mit Membran und für entsprechende Spannungen von  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}})$  und  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}})$ . Wie in Kapitel 4.2.2 ist die Auflösung der Flugzeitspektren ohne Membran *Ins* und für die Flugzeitspektren mit PPX-Membran ist die Auflösung der Spektren in Folge der verwendeten Zählerelektronik  $24\text{ns}$ . Der hierbei auftretende maximale Ablesefehler für die Flugzeiten wird ebenso mit  $\pm 250\text{ns}$  abgeschätzt. Die Abb. 8-75 zeigt die Flugzeitspektren der durch die PPX-Membran der Dicke  $d_{\text{PPX}}=2.8\mu\text{m}$  transmittierten  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen für  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}})=-250\text{V}$  und  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}})=-350\text{V}$  in direktem Vergleich mit den zugehörigen Flugzeitspektren ohne Membran.



**Abb. 8-75** Flugzeitspektren und Zählraten  $\gamma_{\text{PPX}(2.8\mu\text{m})}$ , bei gepulstem Ionenstrahl mit  $\Delta\tau=2\mu\text{s}$ , transmittierter  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen durch eine PPX-Membran der Dicke  $d_{\text{PPX}}=2.8\mu\text{m}$  für Spannungen der Probenhalterung von a)  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}})=-250\text{V}$  und b)  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}})=-350\text{V}$ . Vergleich in a) und b) mit Flugzeitspektren und Zählraten  $\gamma_{\Delta\tau=2\mu\text{s}}$  ohne Membran. Flugrohrspannung  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}})=-2500\text{V}$ .



Mit den aus den Flugzeitspektren für  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -250V, -350V$  und  $-600V$  gewonnen Flugzeiten der obigen Markierungen ( $t_1, t_2, t''_3, t''_4$ ) der Zählraten  $\gamma_{(\Delta\tau=2\mu s)}$  und  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  wurden die Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  gemäß der Gleichung (8.7) berechnet.

$$\Delta t(t_i) = t_i \left( \gamma_{PPX(2.8\mu m)} \right) - t_i \left( \gamma_{\Delta\tau=2\mu s} \right) \quad (8.7)$$

Die Werte sind in Tab. 8-14 aufgeführt und in Abb. 8-78 grafisch aufgetragen.

**Tab. 8-14** Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  für die Markierungen  $t_i$  ( $i=1-4$ ) für die verschiedenen Spannungen an der Probenhalterung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -250V, -350V$  und  $-600V$ .

$t_i$	$\Delta t(t_i) / \mu s$ $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$ $= -250V$	$\Delta t(t_i) / \mu s$ $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$ $= -350V$	$\Delta t(t_i) / \mu s$ $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$ $= -600V$
$t_1$	2.491	1.833	1.739
$t_2$	2.919	2.346	1.984
$t''_3$	2.489	2.414	2.132
$t''_4$	3.347	2.725	2.372

In Abb. 8-78 wurden die Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  der  $^{39}K^+$ -Ionen ( $^{39}K^+(t_1)$ - $^{39}K^+(t''_4)$ ) gegen die Spannung der Probenhalterung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$  bzw. die kinetische Energie der auf die Membran auftreffenden  $^{39}K^+$ -Ionen aufgetragen. Hierbei wird die Variation der kinetischen Energie auf Grund der Pulserzeugung nicht berücksichtigt. Abb. 8-78 verdeutlicht das für die  $^{39}K^+$ -Ionen mit zunehmend negativer Spannung der Probenhalterung bzw. für größere kinetische Energie der auf die Membran auftreffenden Ionen die Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  kleinere Werte annehmen.

Wie in Kapitel 4.2.2 wird im Folgenden für den Transport durch die PPX-Membran zunächst eine Diffusion nach Einstein-Smoluchowski gemäß Gleichung (4.25) angenommen. Mit den experimentell bestimmten Flugzeitdifferenzen aus Tab. 8-14 und der Membrandicke  $d_{PPX} = 2.8\mu m$  werden Diffusionskoeffizienten bestimmt. Wie schon in Kapitel 4.2.2 erläutert, stellen die so bestimmten Werte der Diffusionskoeffizienten Untergrenzen für diesen Prozess dar. Die sich aus diesen Modellannahmen ergebenden Diffusionskoeffizienten  $D_{PPX(2.8\mu m)}$  sind in Tab. 8-15 aufgeführt.

**Tab. 8-15** Diffusionskoeffizienten  $D_{PPX(2.8\mu m)}$  nach (4.25) aus den Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  für die Markierungen  $t_i$  ( $i=1-4$ ) und verschiedene Spannungen an der Probenhalterung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -250V, -350V$  und  $-600V$ .

$\Delta t(t_i)$	$D_{PPX(2.8\mu m)} / \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -250V$	$D_{PPX(2.8\mu m)} / \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -350V$	$D_{PPX(2.8\mu m)} / \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -600V$
$t_1$	$1.574 \cdot 10^{-2}$	$2.139 \cdot 10^{-2}$	$2.254 \cdot 10^{-2}$
$t_2$	$1.343 \cdot 10^{-2}$	$1.671 \cdot 10^{-2}$	$1.976 \cdot 10^{-2}$
$t''_3$	$1.575 \cdot 10^{-2}$	$1.624 \cdot 10^{-2}$	$1.839 \cdot 10^{-2}$
$t''_4$	$1.171 \cdot 10^{-2}$	$1.439 \cdot 10^{-2}$	$1.653 \cdot 10^{-2}$

Alle nach Gleichung (4.25) bestimmten Werte der Diffusionskoeffizienten  $D_{PPX(2.8\mu m)}$  werden für kleiner werdende Werte der Spannung an der Probenhalterung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$  größer. Der Wertebereich für die Pulsbreite  $\Delta\tau=2\mu s$  kann mit  $D_{PPX(2.8\mu m)}(^{39}K^+; \Delta\tau=2\mu s) \approx 1.17 \cdot 10^{-2} - 2.25 \cdot 10^{-2} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$  angegeben werden. Ein Vergleich der Diffusionskoeffizienten  $D_{PPX(2.8\mu m)}(^{39}K^+; \Delta\tau=2\mu s)$  mit Literaturwerten zeigt Tab. 4-9.

### Emission von niederenergetischen $e^-$ bei gepulstem Ionenstrahl;

#### Pulsbreite $\Delta\tau = 2 \mu s$

In diesem Unterkapitel wird eine genauere Analyse der Flugzeitspektren für den Spannungsbereich von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) \leq -2000V$  und  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = +2500V$  der Abb. 8-72 und Abb. 8-73 erfolgen. In diesem wird die Emission von niederenergetischen Elektronen  $e^-$  beobachtet. Für den Spannungsbereich von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) \leq -2500V$  und  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -2500V$  der Abb. 8-70 wird, wie bereits erwähnt, in diesem Fall nur das Untergrundsignal  $\gamma_{\text{Untergrund}} \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{s}^{-1}$  detektiert, weshalb keine entsprechende Analyse durchgeführt werden kann. Wiederum werden mit Hilfe der signifikanten Markierungen ( $t_1, t_2, t''_3, t''_4$ ) die Flugzeitspektren ohne Membran direkt mit den Flugzeitspektren mit PPX-Membran verglichen. Gemäß der Gleichung (8.7) erhält man die in Tab. 8-16 aufgeführten Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$ . Eine Darstellung der Flugzeitdifferenzen findet sich für  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = +2500V$  in Abb. 8-79. Die Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  für  $i=2$  bis 4 korrelieren hierbei offensichtlich erneut mit Flugzeiten von niederenergetischen Elektronen welche durch auf die PPX-Membran auftreffende  $^{39}K^+$ -Ionen erzeugt werden. Nach der Emission der niederenergetischen

Elektronen an der Membranrückseite wird anschließend die Flugstrecke zwischen Membranrückseite und Detektor zurückgelegt. Mit den gleichen Abschätzungen wie sie in Kapitel 4.2.2 vorgenommen wurden ergeben sich, bei einer Spannung  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = +2500V$  und  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) \leq -2000V$ , tendenziell für die Flugzeitdifferenzen Werte  $\Delta t(t_i) \leq 0$ . Dies ist konsistent mit der Annahme von niederenergetischen Elektronen und einer attraktiven Wirkung des Potentials  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = +2500V$ .

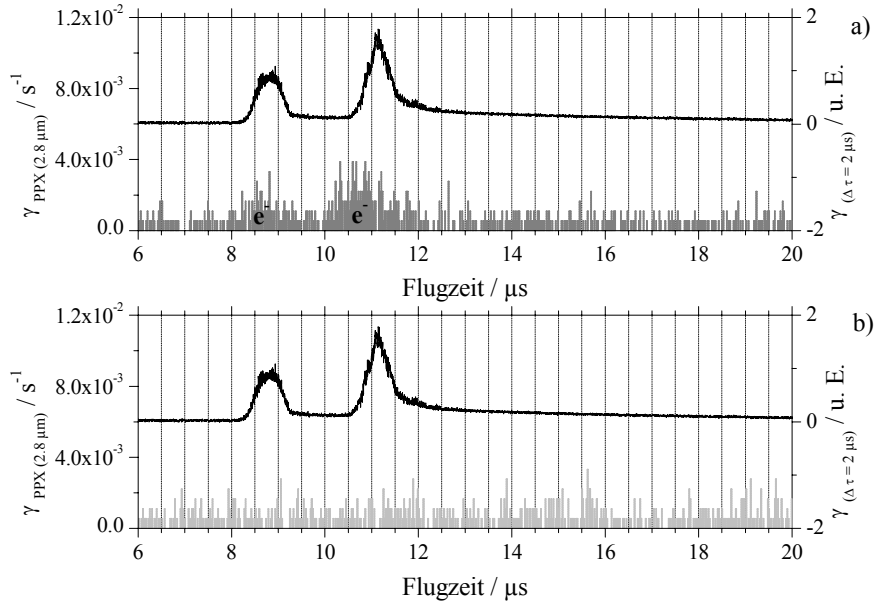
Bei Spannungen von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -2000V$  und  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -2500V$  an der Probenhalterung und einer Flugrohrspannung von  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = +2500V$  werden in Abb. 8-72 und Abb. 8-73 Flugzeitspektren mit Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)} \approx 2 \cdot 10^{-3} - 7 \cdot 10^{-3} s^{-1}$  und  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)} \approx 2 \cdot 10^{-3} - 4 \cdot 10^{-3} s^{-1}$  detektiert. Wiederum zeigen die Werte der Zählraten unter Verwendung des gepulsten Ionenstrahles ein Verhalten welches zuvor schon für die Zählraten mit kontinuierlichem Ionenstrahl beobachtet wurde. Für positive Spannungen am Flugrohr werden Werte für  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  gemessen, für negative Spannungen am Flugrohr wird in diesem Fall lediglich das Untergrundsignal registriert. Die Argumentation folgt hier erneut derjenigen des Kapitels 4.2.1, im Falle eines attraktiven positiven Potentials am Flugrohr erhöht sich die Sammeleffizienz der Ionenoptik für Elektronen, d. h. im Vergleich zu einem negativen retardierenden Potential am Flugrohr wird eine größere Zahl an Elektronen-trajektorien auf den Detektor abgebildet.

**Tab. 8-16** Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  für die Markierungen  $t_i$  ( $i=1-4$ ) für die Spannungen an der Probenhalterung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -2000V$  und  $-2500V$  und die Flugrohrspannung von  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = +2500V$ .

$t_i$	$\Delta t(t_i) / \mu s$ $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$ $= -2000V$	$\Delta t(t_i) / \mu s$ $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})$ $= -2500V$
$t_1$	-0.093	-0.255
$t_2$	0.137	-0.124
$t''_3$	-0.387	-0.591
$t''_4$	-0.291	-0.481

Die Abb. 8-76 zeigt die Flugzeitspektren und Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  bei  $\Delta \tau = 2\mu s$  für eine Spannung an der Probenhalterung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -2500V$  und Flugrohrspannungen von a)  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = -2500V$  und b)  $U(L_{TOF II Flugrohr}) = +2500V$ . Ein direkter Vergleich der signifikanten Marken  $t_i$  für beide Flugzeitspektren mit PPX-Membran kann auf Grund der nicht vorhandenen Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  des

Flugzeitspektrums in Abb. 8-76 b) für  $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}}) = -2500V$  nicht erfolgen. Durch die damit entfallenden Flugzeitdifferenzen  $\Delta t_e(t_i)$  können an dieser Stelle auch keine Simulationen mit SIMION zur Bestimmung der kinetischen Energie der Elektronen  $E_{kin}(\Delta t_e(t_i))$  vorgenommen werden.



**Abb. 8-76** Flugzeitspektren und Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$ , bei gepulstem Ionenstrahl mit  $\Delta\tau=2\mu s$ , von in Wechselwirkung der  $^{39}K^+$ -Ionen mit einer PPX-Membran der Dicke  $d_{PPX}=2.8\mu m$  erzeugten sekundären thermischen Elektronen  $e^-$  für eine Spannung der Probenhalterung von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -2500V$  und Flugrohrspannungen von a)  $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}}) = +2500V$  sowie b)  $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}}) = -2500V$ . Vergleich in a) und b) mit Flugzeitspektren und Zählraten  $\gamma_{\Delta\tau=2\mu s}$  ohne Membran bei  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -2500V$  und  $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}}) = -2500V$ .

### Emission von höherenergetischen $e^-$ bei gepulstem Ionenstrahl;

#### Pulsbreite $\Delta\tau = 2 \mu s$

In dem folgenden Unterkapitel wird eine genauere Analyse der Flugzeitspektren für die Spannungen von  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -1000V$  und  $-600V$  bei einer Flugrohrspannung von  $U(L_{TOF II \text{ Flugrohr}}) = +2500V$  vorgenommen. Unter diesen Bedingungen wird die Emission von höherenergetischen Elektronen  $e^-$  in den Flugzeitspektren der Abb. 8-71 und der Abb. 8-72 beobachtet. Mit Hilfe der signifikanten Markierungen ( $t_1$ ,  $t_2$ ,  $t'_3$ ,  $t''_4$ ) können die Flugzeitspektren ohne Membran wiederum direkt mit den Flugzeitspektren mit PPX-Membran verglichen werden. Für die Spannung an der Probenhalterung  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}) = -600V$  ergeben sich nach Gleichung (8.7) die in Tab. 8-17 aufgeführten Flugzeitdifferenzen. Eine Darstellung der Flugzeitdifferenzen

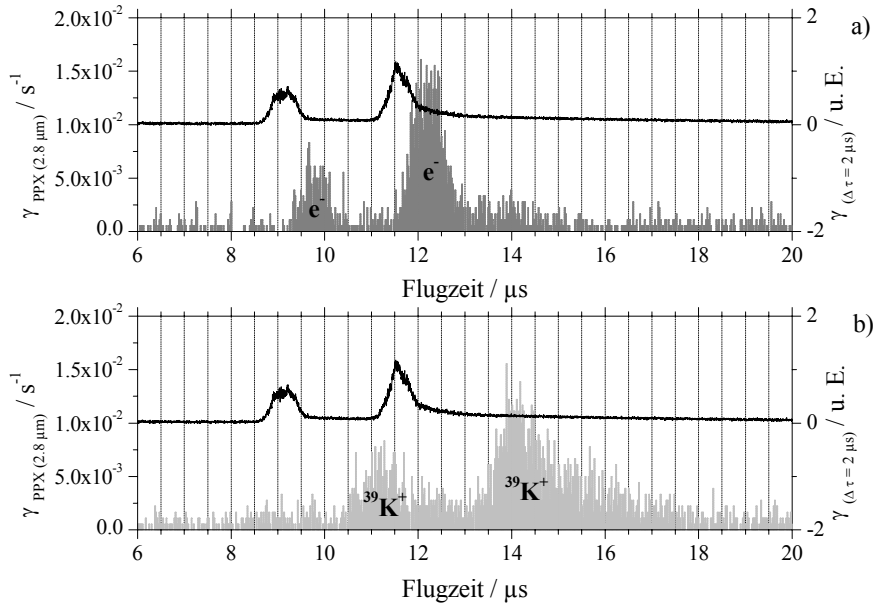
findet sich in Abb. 8-79. Die Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  für  $i=2$  bis 4 korrelieren hierbei mit Flugzeiten von Elektronen die durch auf die PPX-Membran auftreffende  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen erzeugt werden und die Flugstrecke zwischen Membranrückseite und Detektor zurücklegen. Im Falle einer positiven Aufladung der Membranvorderseite durch  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen enthalten auch diese Flugzeitdifferenzen die zeitliche Verzögerung durch die Abbremsung der Ionen im elektrischen Feld zwischen der Linse  $L_{\text{TOF II } 2}$  und der Membranvorderseite.

**Tab. 8-17** Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  für die Markierungen  $t_i$  ( $i=1-4$ ) für eine Spannung an der Probenhalterung von  $U(L_{\text{TOF II } 2, -\text{Probe}, -3, -4, -5}) = -600\text{V}$  und eine Flugrohrspannung von  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}}) = +2500\text{V}$ .

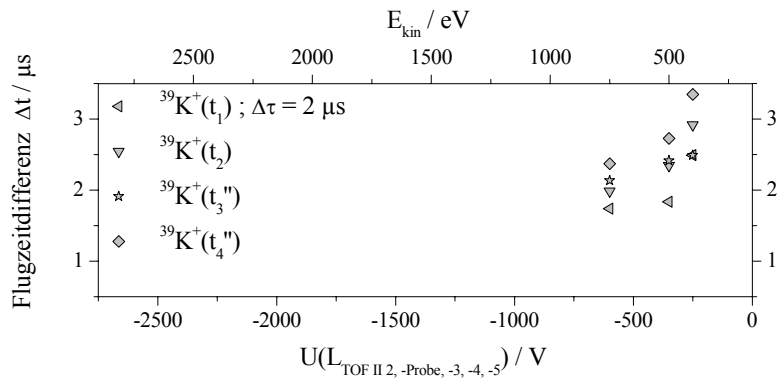
$t_i$	$\Delta t(t_i) / \mu\text{s}$ $U(L_{\text{TOF II } 2, -\text{Probe}, -3, -4, -5}) = -600\text{V}$
$t_1$	0.618
$t_2$	0.446
$t''_3$	0.325
$t''_4$	0.541

Wie aus Kapitel 4.2.2 hervorgeht kann für die kinetische Energie der hochenergetischen Elektronen ein Wert von  $E_{\text{kin}}(e^-) \geq 1300\text{eV}$  angenommen werden. Eine Simulation mit Elektronen einer solchen kinetischen Energie zeigte dort, dass die Flugzeit der hochenergetischen Elektronen in den gemessenen Flugzeitspektren in erster Näherung vernachlässigt werden kann. Damit erwartet man erneut für die Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  in der Tab. 8-17 Werte  $< 0\text{s}$  wenn keine Aufladung der Membranvorderseite vorliegt. Tab. 8-17 zeigt das die Werte der Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i) > 0\text{s}$  sind. Ein derartiges Verhalten ist zu erwarten wenn eine positive Aufladung der Membranvorderseite vorliegt und die  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen eine zeitliche Verzögerung durch eine Abbremsung im elektrischen Feld zwischen der Linse  $L_{\text{TOF II } 2}$  und der Membranvorderseite erfahren. Die Abb. 8-77 a) zeigt dieses Verhalten an Hand der Flugzeitspektren mit und ohne PPX-Membran für  $U(L_{\text{TOF II } 2, -\text{Probe}, -3, -4, -5}) = -600\text{V}$  und  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}}) = +2500\text{V}$ . Im direkten Vergleich hierzu sind in Abb. 8-77 b) die Flugzeitspektren mit und ohne PPX-Membran für  $U(L_{\text{TOF II } 2, -\text{Probe}, -3, -4, -5}) = -600\text{V}$  und  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}}) = -2500\text{V}$  dargestellt welche im Falle mit PPX-Membran die Transmission von  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen wiedergibt. Dies zeigt das unter diesen experimentellen Bedingungen, unter Verwendung eines gepulsten Ionenstrahls mit Pulsbreite  $\Delta\tau = 2\mu\text{s}$ , sowohl hoch-

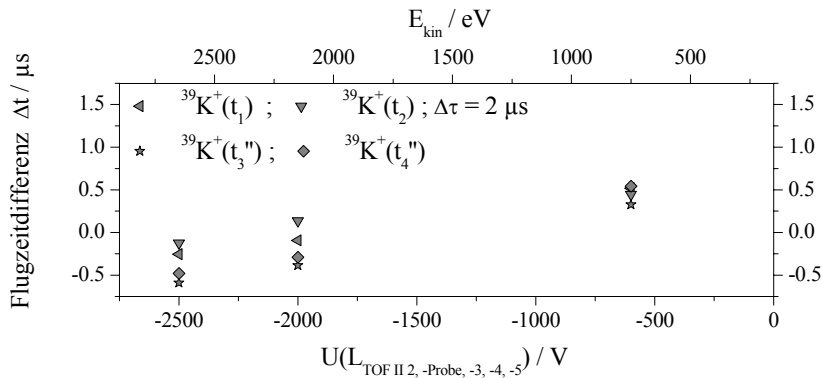
energetische Elektronen an der Rückseite der PPX-Membran emittiert, wie auch  $^{39}\text{K}^+$ -Ionen durch diese transmittiert werden. Dieses Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen des Kapitels 4.2.2. Eine weiterführende Analyse der Flugzeitdifferenzen  $\Delta t(t_i)$  der Tab. 8-17 im Hinblick auf eine positive Aufladung der Membranvorderseite wird aus den bereits unter Kapitel 4.2.2 angeführten Gründen nicht durchgeführt.



**Abb. 8-77** Gegenüberstellung der Flugzeitspektren und Zählraten  $\gamma_{\text{PPX}(2.8\mu\text{m})}$ , bei gepulstem Ionenstrahl mit  $\Delta\tau=2\mu\text{s}$ , von a) in Wechselwirkung der  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen mit einer PPX-Membran der Dicke  $d_{\text{PPX}}=2.8\mu\text{m}$  erzeugten sekundären hochenergetischen Elektronen  $e^-$ , detektiert bei einer Flugrohrspannung von  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}})=+2500\text{V}$  und b) durch die Membran transmittierten  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen, detektiert bei einer Flugrohrspannung von  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}})=-2500\text{V}$ . Spannung der Probenhalterung jeweilig bei  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}})=-600\text{V}$ . Vergleich in a) und b) mit Flugzeitspektren und Zählraten  $\gamma_{\Delta\tau=2\mu\text{s}}$  ohne Membran bei  $U(L_{\text{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5}})=-600\text{V}$  und  $U(L_{\text{TOF II Flugrohr}})=-2500\text{V}$ .



**Abb. 8-78** Flugzeitdifferenzen  $\Delta t$ , für signifikante Marken  $t_1$  bis  $t_4$  (siehe Abb. 8-68), zwischen den Flugzeitspektren der Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  mit Membran der Dicke  $d_{PPX}=2.8\mu m$  und den Flugzeitspektren der Zählraten  $\gamma_{\Delta\tau=2\mu s}$  ohne Membran des gepulsten Ionenstrahls mit  $\Delta\tau=2\mu s$ . Flugrohrspannung von  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2500V$ . Die Auftragung  $\Delta t$  gegen die Spannung der Probenhalterung respektive der kinetischen Energie der auftreffenden Alkaliionen zeigt den Bereich transmittierter  $^{39}K^+$ -Ionen,  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=0V$  bis  $-1000V$ .



**Abb. 8-79** Flugzeitdifferenzen  $\Delta t$ , für signifikante Marken  $t_1$  bis  $t_4$  (siehe Abb. 8-68), zwischen den Flugzeitspektren der Zählraten  $\gamma_{PPX(2.8\mu m)}$  mit Membran der Dicke  $d_{PPX}=2.8\mu m$  bei einer Flugrohrspannung von  $U(L_{TOF II Flugrohr})=+2500V$  und den Flugzeitspektren der Zählraten  $\gamma_{\Delta\tau=2\mu s}$  ohne Membran bei einer Flugrohrspannung von  $U(L_{TOF II Flugrohr})=-2500V$ , des gepulsten Ionenstrahls mit  $\Delta\tau=2\mu s$ . Die Auftragung  $\Delta t$  gegen die Spannung der Probenhalterung, respektive der kinetischen Energie der auftreffenden Alkaliionen, zeigt den Bereich in dem hoch-energetische Elektronen  $e^-$  detektiert werden,  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})=-600V$ , als auch einen Bereich thermischer Elektronen  $e^-$ ,  $U(L_{TOF II 2, -Probe, -3, -4, -5})\leq -2000V$ .

## 8.5 Anhang zu Kapitel 4.3

Nachfolgend sind die aus der Optimierung mit genetischem Algorithmus hervorgehenden Spannungswerte der ionenoptischen Linsen A, L1, L2, L3, F11b und F12b für Repellerspannungen im Bereich  $U_{Rep}=250V-2500V$  tabelliert. Die gewählte Schrittweite für  $U_{Rep}$  ist hierbei beliebig, d. h. generell können für alle Werte im Bereich  $U_{Rep}=250V-2500V$  optimierte Spannungswerte für A, L1, L2, L3, F11b und F12b angegeben werden.

**Tab. 8-18** Unter Anwendung des genetischen Algorithmus (GA) optimierte Spannungswerte der Linsen A, L1, L2, L3, F11b und F12b für Repellerspannungen im Bereich  $U_{Rep}=250V-900V$ .

$U_{Rep}$	$U_A$	$U_{L1}$	$U_{L2}$	$U_{L3}$	$U_{F11b}$	$U_{F12b}$
<b>250</b>	236.29	16.93	-1088.95	-45.63	199.43	-389.62
<b>300</b>	287.25	35.93	-1116.20	-27.65	229.87	-425.68
<b>350</b>	338.21	54.93	-1143.46	-9.66	260.30	-461.74
<b>400</b>	389.17	73.93	-1170.71	8.32	290.74	-497.80
<b>450</b>	440.13	92.92	-1197.96	26.30	321.18	-533.87
<b>500</b>	491.09	111.92	-1225.22	44.29	351.61	-569.93
<b>550</b>	542.05	130.92	-1252.47	62.27	382.05	-605.99
<b>600</b>	593.01	149.92	-1279.72	80.25	412.48	-642.05
<b>650</b>	643.98	168.92	-1306.98	98.24	442.92	-678.11
<b>700</b>	694.94	187.92	-1334.23	116.22	473.36	-714.17
<b>750</b>	745.90	206.92	-1361.48	134.20	503.79	-750.23
<b>800</b>	796.86	225.92	-1388.73	152.18	534.23	-786.29
<b>850</b>	847.82	244.91	-1415.99	170.17	564.67	-822.35
<b>900</b>	898.78	263.91	-1443.24	188.15	595.10	-858.41



**Tab. 8-19** Unter Anwendung des genetischen Algorithmus (GA) optimierte Spannungswerte der Linsen A, L<sub>1</sub>, L<sub>2</sub>, L<sub>3</sub>, F11b und F12b für Repeller-  
spannungen im Bereich  $U_{Rep}=950V-2500V$ .

$U_{Rep}$	$U_A$	$U_{L1}$	$U_{L2}$	$U_{L3}$	$U_{F11b}$	$U_{F12b}$
<b>950</b>	949.74	282.91	-1470.49	206.13	625.54	-894.47
<b>1000</b>	1000.70	301.91	-1497.75	224.12	655.97	-930.53
<b>1100</b>	1102.62	339.91	-1552.25	260.08	716.85	-1002.66
<b>1200</b>	1204.54	377.91	-1606.76	296.05	777.72	-1074.78
<b>1300</b>	1306.46	415.90	-1661.26	332.02	838.59	-1146.90
<b>1400</b>	1408.38	453.90	-1715.77	367.98	899.46	-1219.02
<b>1500</b>	1510.03	491.90	-1770.28	403.95	960.33	-1291.14
<b>1600</b>	1612.22	529.90	-1824.78	439.92	1021.21	-1363.26
<b>1700</b>	1714.15	567.89	-1879.29	475.88	1082.08	-1435.38
<b>1800</b>	1816.07	605.89	-1933.79	511.85	1142.95	-1507.51
<b>1900</b>	1917.99	643.89	-1988.30	547.82	1203.82	-1579.63
<b>2000</b>	2019.91	681.89	-2042.80	583.78	1264.70	-1651.75
<b>2100</b>	2121.83	719.88	-2097.31	619.75	1325.57	-1723.87
<b>2200</b>	2223.75	757.88	-2151.82	655.71	1386.44	-1795.99
<b>2300</b>	2325.67	795.88	-2206.32	691.68	1447.31	-1868.11
<b>2400</b>	2427.59	833.88	-2260.83	727.65	1508.18	-1940.23
<b>2500</b>	2529.51	871.87	-2315.33	763.61	1569.06	-2012.36

## 8.6 Anhang zu Kapitel 4.4.1 & 4.4.2

Im nachfolgenden Kapitel sind zunächst die Eichmessungen für den MCB 926 bei unterschiedlichen Zeitintervallen am TAC/SCA 567 aufgeführt (S.387). Die Grafik Abb. 8-80 zeigt die Spannungsverläufe von  $U_{P3}$  des an P3 des Ablenkplattenpaares P3-P4 vom HTS 31-GSM geschalteten Spannungspulses  $\tau_{P3}=100\mu s$  für  $U_{P3}=100V, 150V, 200V, 250V$  und  $300V$  (S.387). Im Anschluss sind die Flugzeitmassenspektren der durch Vorder- und Rückflanke von  $U_{P3}$  erzeugten Ionenpulse des Ionenemitters  $K[AlSi_2O_6]:Mo$  (1:4) bei Spannungen am Ablenkplattenpaar P3-P4 von  $U_{P3}=250V$  (gepulst),  $U_{P4}=175V$  (konstant) und für variierte Repellerspannungen  $U_{Rep}$  aufgelistet (S.388. Abb. 8-81a), b) bis Abb. 8-100 a), b)). Daran schließen die Flugzeitmassenspektren der durch die Vorderflanke von  $U_{P3}$  erzeugten Ionenpulse des Ionenemitters  $Cs[AlSi_2O_6]:Mo$  (1:1) bei Spannungen am Ablenkplattenpaar P3-P4 von  $U_{P3}=250V$  (gepulst),  $U_{P4}=175V$  (konstant) und für variierte Repellerspannungen  $U_{Rep}$  an (S.398ff. Abb. 8-101 a), b) bis Abb. 8-110 a)). Im anschließenden Unterkapitel (S.402ff.) werden SIMION Simulationen zur Erzeugung kurzer  $^{133}Cs^+$ -Ionenpulse und deren Flugzeitmassenspektren gezeigt. Eine Analyse erfolgt im Hinblick auf die simulierten Flugzeiten der generierten  $^{133}Cs^+$ -Ionenpulse und deren Pulsbreiten. Das abschließende Unterkapitel (S.409ff.) enthält analytische Berechnungen zu Flugzeiten und Pulsbreiten kurzer  $^{133}Cs^+$ -Ionenpulse, welche durch das Ablenkplattenpaar P3-P4 bei variierten Spannungen  $U_{P3}$  und variierten kinetischen Energien  $E_{kin}$  erzeugt wurden.

### Eichmessungen am MCB 926; Zeitintervalle am TAC/SCA 567 von $100\mu s$ & $50\mu s$

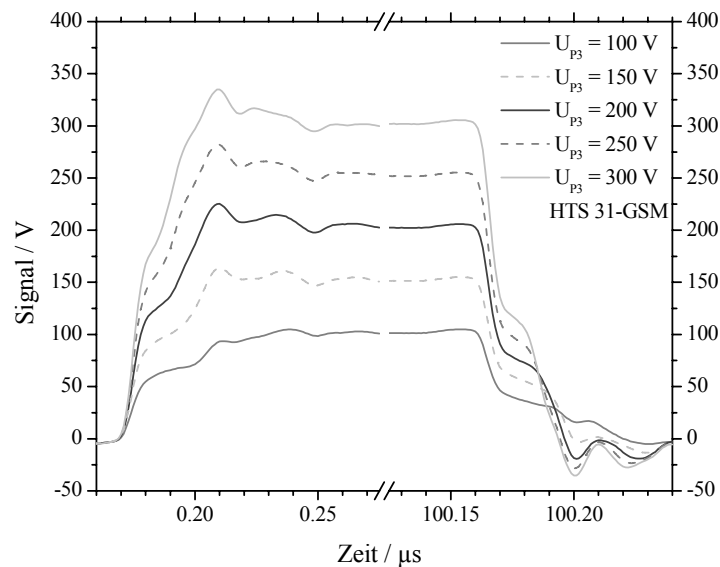
Eine Eichmessung für den MCB 926, bei einem eingestellten Zeitintervall der erfassten Zeiten am TAC/SCA 567 von  $100\mu s$ , liefert nach grafischer Auftragung der detektierten Zeiten  $\tau_{(Ortec\ 926)}$  gegenüber den am Pulsgenerator DG 535 eingestellten Verzögerungszeiten  $\tau_{T0-AB-Eich}$  und anschließender linearer Regression die Ausgleichsgerade der Gleichung (8.8).

$$\tau_{T0-AB-Eich-926} = -125.665 \cdot 10^{-9} + 0.997129 \cdot \tau_{(Ortec\ 926)} \quad (8.8)$$

Eine Eichmessung für den MCB 926, bei einem eingestellten Zeitintervall der erfassten Zeiten am TAC/SCA 567 von  $50\mu s$ , liefert nach grafischer Auftragung der detektierten Zeiten  $\tau_{(Ortec\ 926)}$  gegenüber den am Pulsgenerator DG 535 eingestellten Verzögerungszeiten  $\tau_{T0-AB-Eich}$  und anschließender linearer Regression die Ausgleichsgerade der Gleichung (8.9).

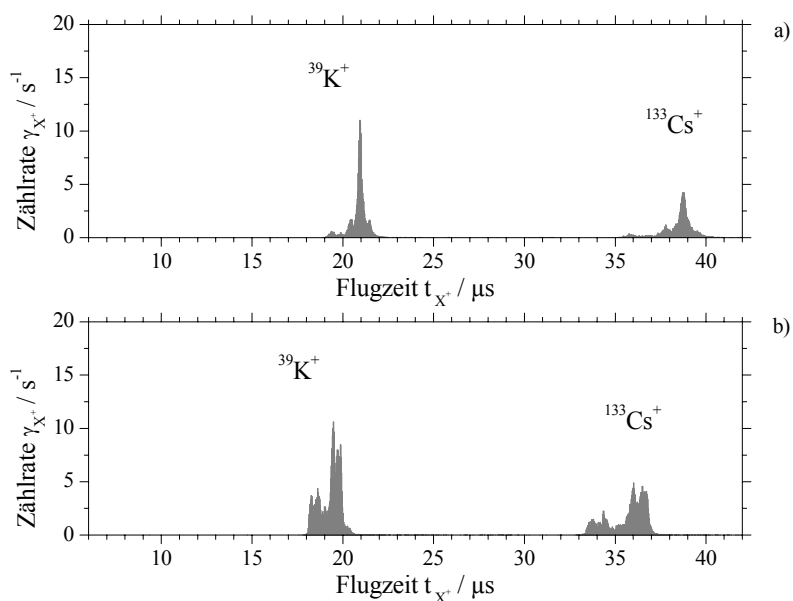
$$\tau_{T0-AB-Eich-926} = -86.814 \cdot 10^{-9} + 0.993186 \cdot \tau_{(Ortec\ 926)} \quad (8.9)$$

### Signalverläufe an P3 für variierte Spannungen $U_{P3}$ mit $\tau_{P3} = 100\mu s$

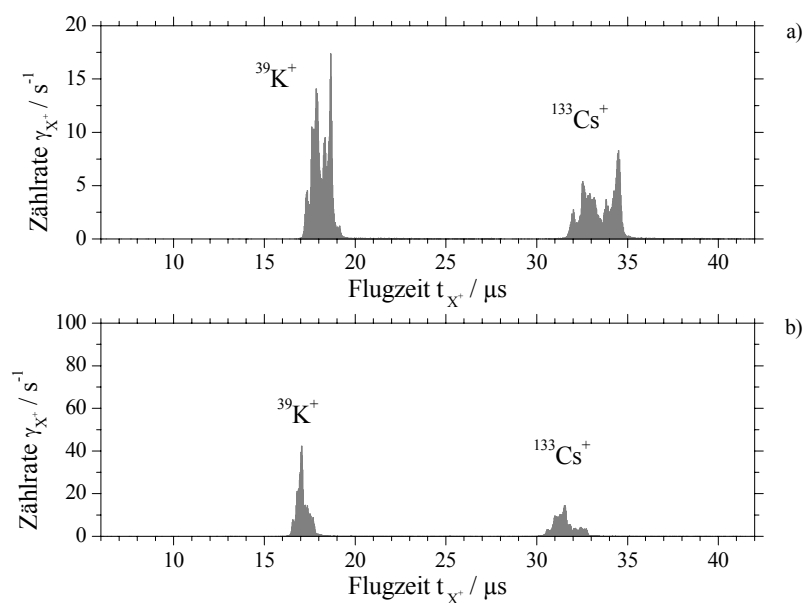


**Abb. 8-80** Signalverläufe zur Erzeugung kurzer Ionenpulse mit dem Ablenkplattensystem P3-P4. Die Grafik zeigt die Signalverläufe der an der Ablenkplatte P3 vom HTS 31-GSM geschalteten Spannungen  $U_{P3}=100V$ ,  $150V$ ,  $200V$ ,  $250V$  und  $300V$  mit einer inhärent verzögerten Anschaltzeit von  $\Delta\tau_{HTS\ exp}=170ns$ .

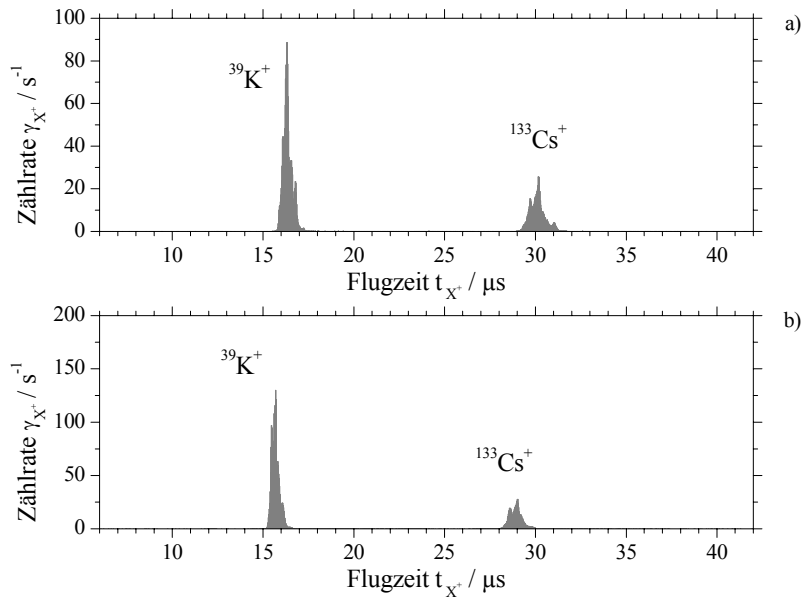
### Flugzeitmassenspektren K[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo (1:4) Emitter



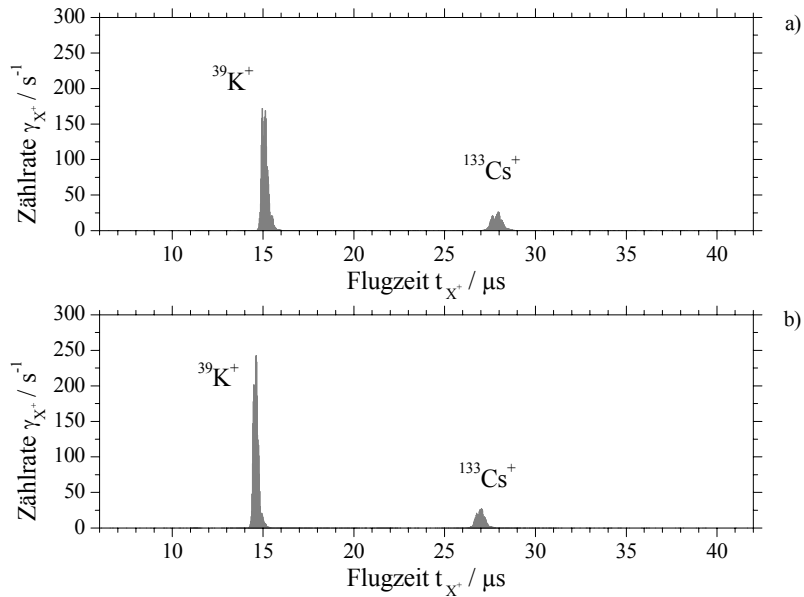
**Abb. 8-81** Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=250V$ ,  $U_{P4}=125V$  und unter Variation der Repellerspannung  $U_{Rep}$  respektive der kinetischen Energie der aus der Quelle emittierten Ionen. Flugzeiten der durch die Vorderflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen für a)  $U_{Rep}=250V$  & b)  $U_{Rep}=300V$ .



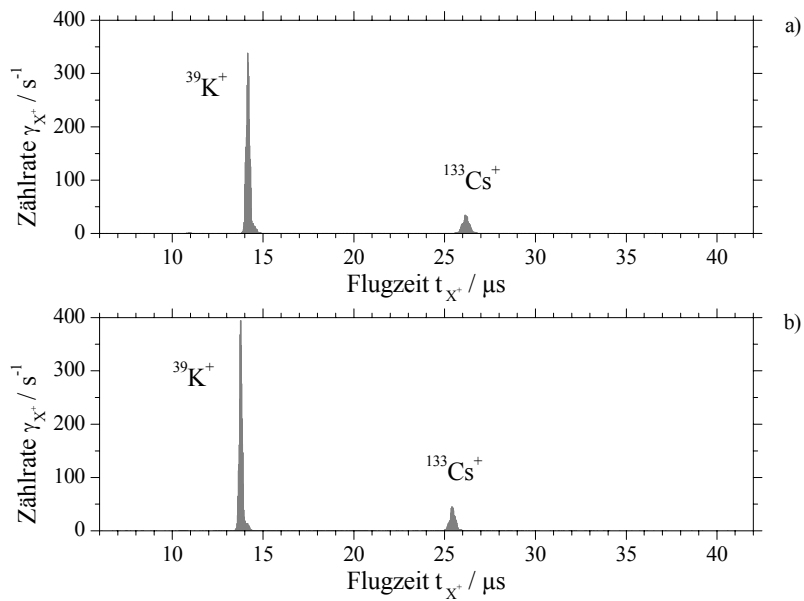
**Abb. 8-82** Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=250V$ ,  $U_{P4}=125V$  und unter Variation der Repellerspannung  $U_{Rep}$  respektive der kinetischen Energie der aus der Quelle emittierten Ionen. Flugzeiten der durch die Vorderflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen für a)  $U_{Rep}=350V$  & b)  $U_{Rep}=400V$ .



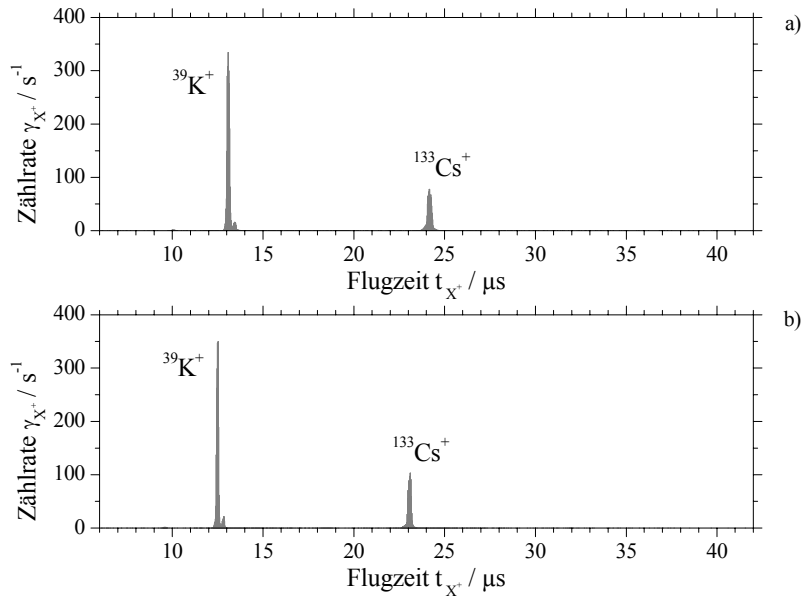
**Abb. 8-83** Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=250\text{V}$ ,  $U_{P4}=125\text{V}$  und unter Variation der Repellerspannung  $U_{\text{Rep}}$  respektive der kinetischen Energie der aus der Quelle emittierten Ionen. Flugzeiten der durch die Vorderflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen für a)  $U_{\text{Rep}}=450\text{V}$  & b)  $U_{\text{Rep}}=500\text{V}$ .



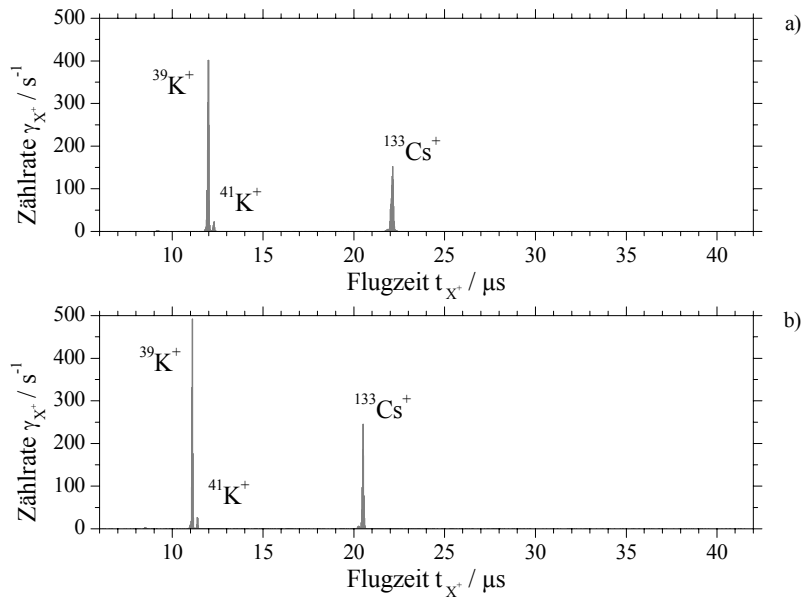
**Abb. 8-84** Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=250\text{V}$ ,  $U_{P4}=125\text{V}$  und unter Variation der Repellerspannung  $U_{\text{Rep}}$  respektive der kinetischen Energie der aus der Quelle emittierten Ionen. Flugzeiten der durch die Vorderflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}\text{K}^+$ - und  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen für a)  $U_{\text{Rep}}=550\text{V}$  & b)  $U_{\text{Rep}}=600\text{V}$ .



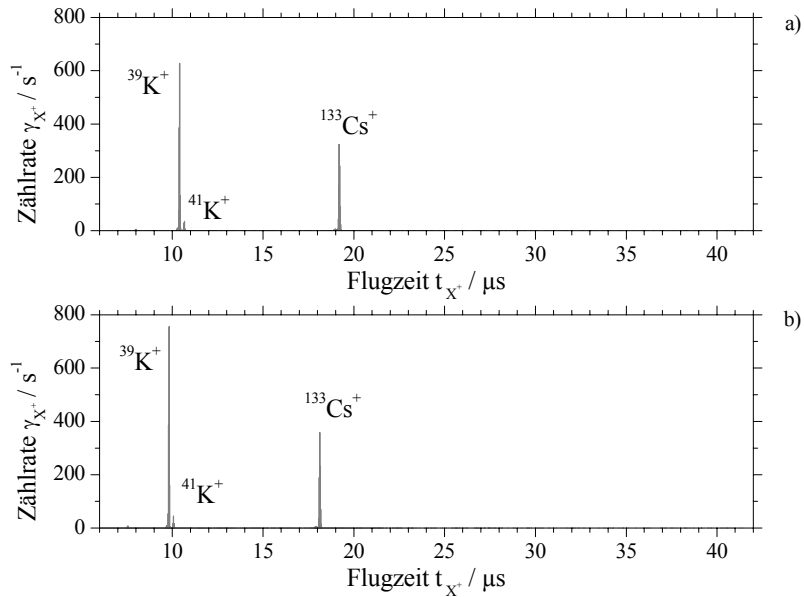
**Abb. 8-85** Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=250V$ ,  $U_{P4}=125V$  und unter Variation der Repellerspannung  $U_{Rep}$  respektive der kinetischen Energie der aus der Quelle emittierten Ionen. Flugzeiten der durch die Vorderflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen für a)  $U_{Rep}=650V$  & b)  $U_{Rep}=700V$ .



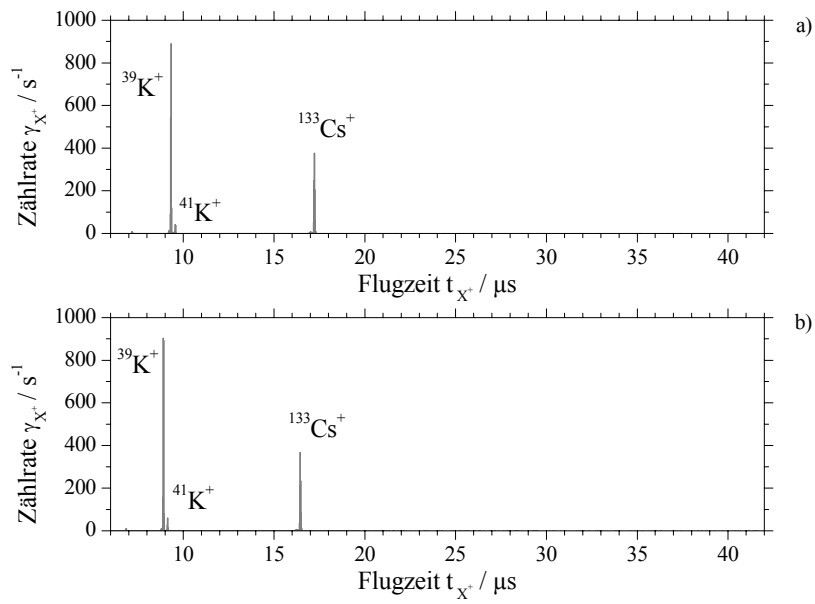
**Abb. 8-86** Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=250V$ ,  $U_{P4}=125V$  und unter Variation der Repellerspannung  $U_{Rep}$  respektive der kinetischen Energie der aus der Quelle emittierten Ionen. Flugzeiten der durch die Vorderflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen für a)  $U_{Rep}=800V$  & b)  $U_{Rep}=900V$ .



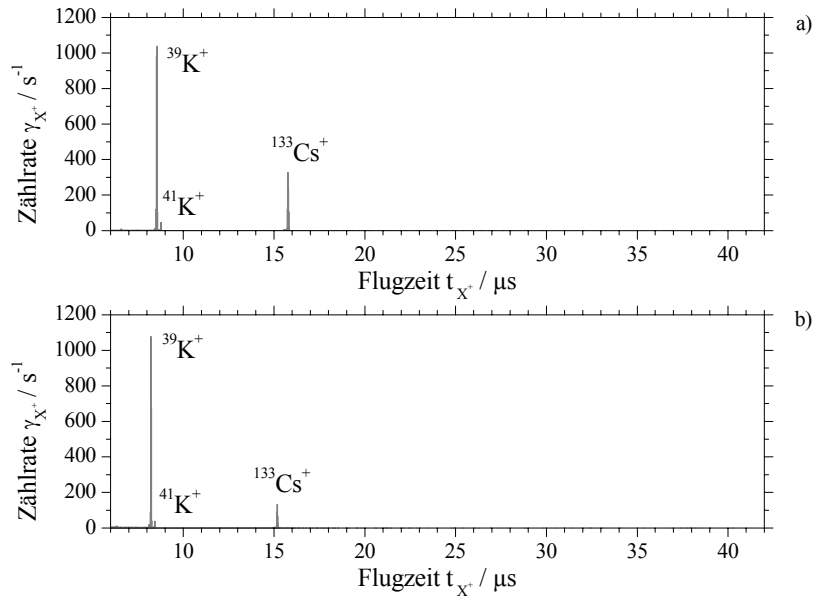
**Abb. 8-87** Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=250V$ ,  $U_{P4}=125V$  und unter Variation der Repellerspannung  $U_{Rep}$  respektive der kinetischen Energie der aus der Quelle emittierten Ionen. Flugzeiten der durch die Vorderflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ -,  $^{41}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen für a)  $U_{Rep}=1000V$  & b)  $U_{Rep}=1200V$ .



**Abb. 8-88** Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=250V$ ,  $U_{P4}=125V$  und unter Variation der Repellerspannung  $U_{Rep}$  respektive der kinetischen Energie der aus der Quelle emittierten Ionen. Flugzeiten der durch die Vorderflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ -,  $^{41}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen für a)  $U_{Rep}=1400V$  & b)  $U_{Rep}=1600V$ .

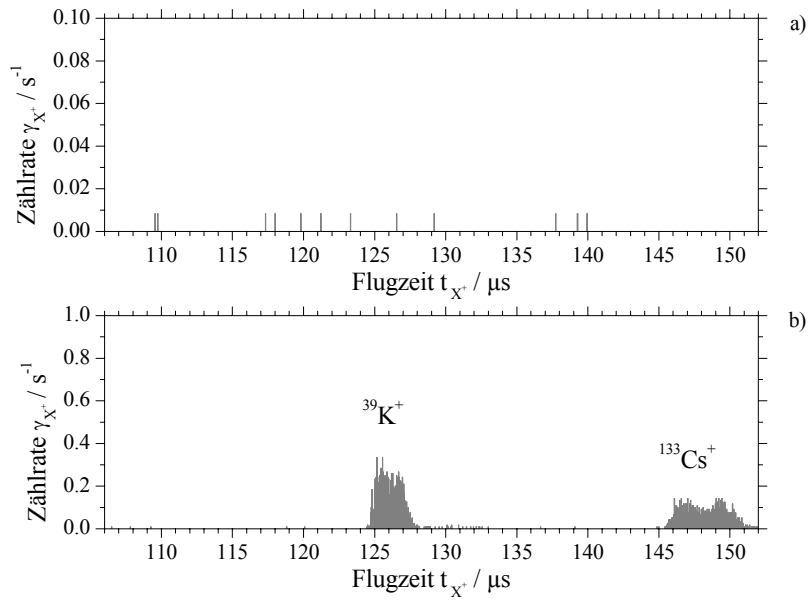


**Abb. 8-89** Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=250V$ ,  $U_{P4}=125V$  und unter Variation der Repellerspannung  $U_{Rep}$  respektive der kinetischen Energie der aus der Quelle emittierten Ionen. Flugzeiten der durch die Vorderflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ -,  $^{41}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen für a)  $U_{Rep}=1800V$  & b)  $U_{Rep}=2000V$ .

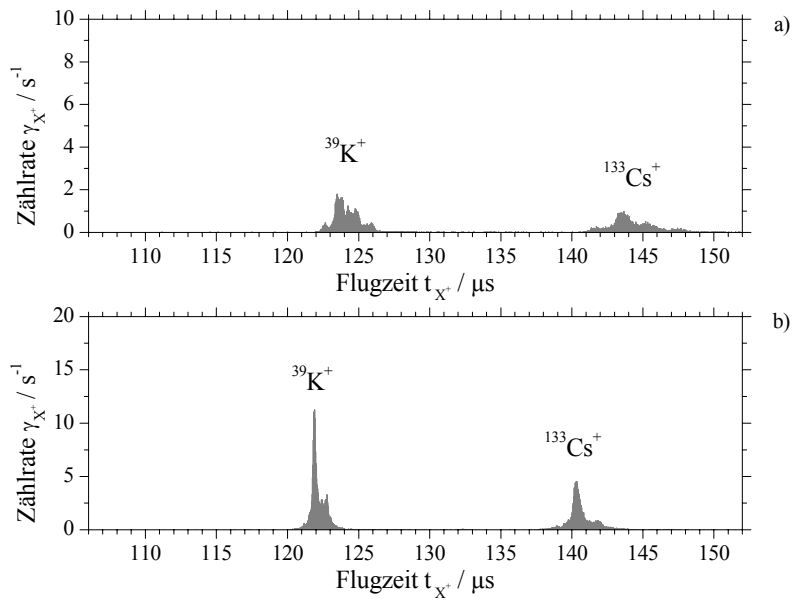


**Abb. 8-90** Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=250V$ ,  $U_{P4}=125V$  und unter Variation der Repellerspannung  $U_{Rep}$  respektive der kinetischen Energie der aus der Quelle emittierten Ionen. Flugzeiten der durch die Vorderflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ -,  $^{41}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen für a)  $U_{Rep}=2200V$  & b)  $U_{Rep}=2400V$ .

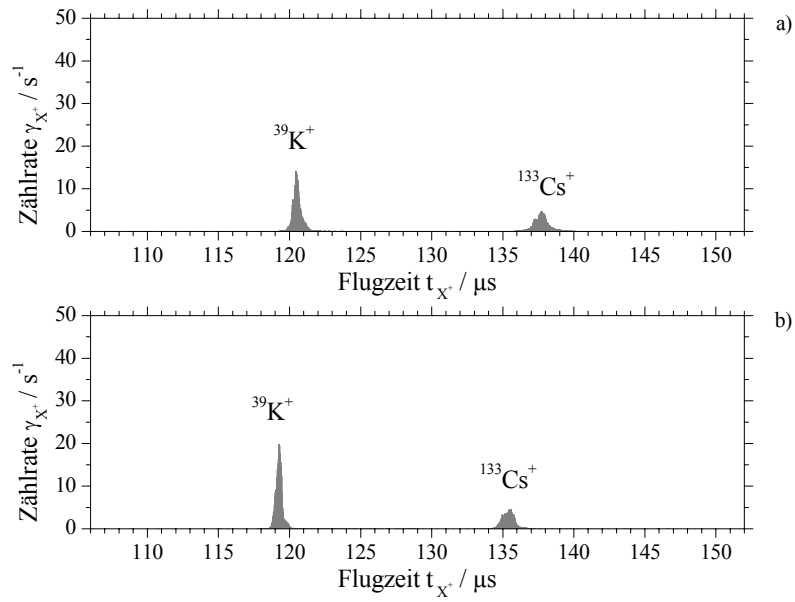




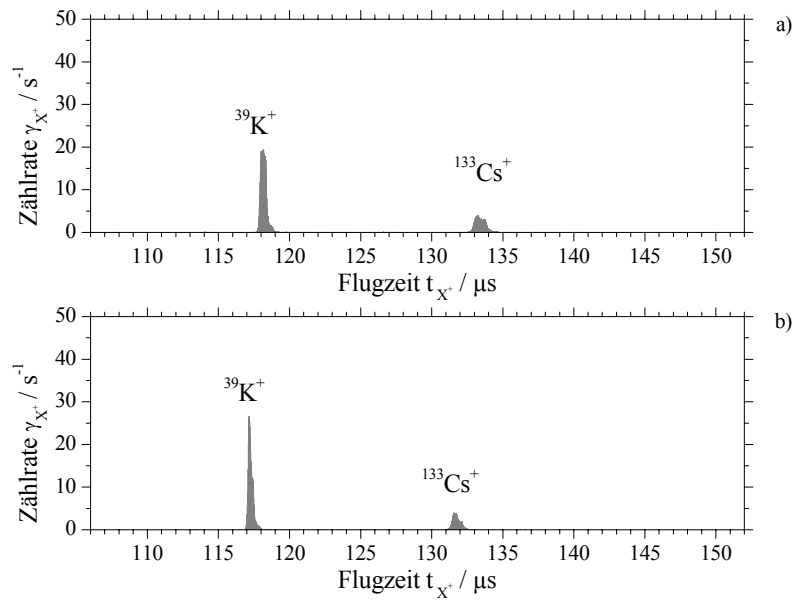
**Abb. 8-91** Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=250V$ ,  $U_{P4}=125V$  und unter Variation der Repellerspannung  $U_{Rep}$  respektive der kinetischen Energie der aus der Quelle emittierten Ionen. Flugzeiten der durch die Rückflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen für a)  $U_{Rep}=250V$  & b)  $U_{Rep}=300V$ .



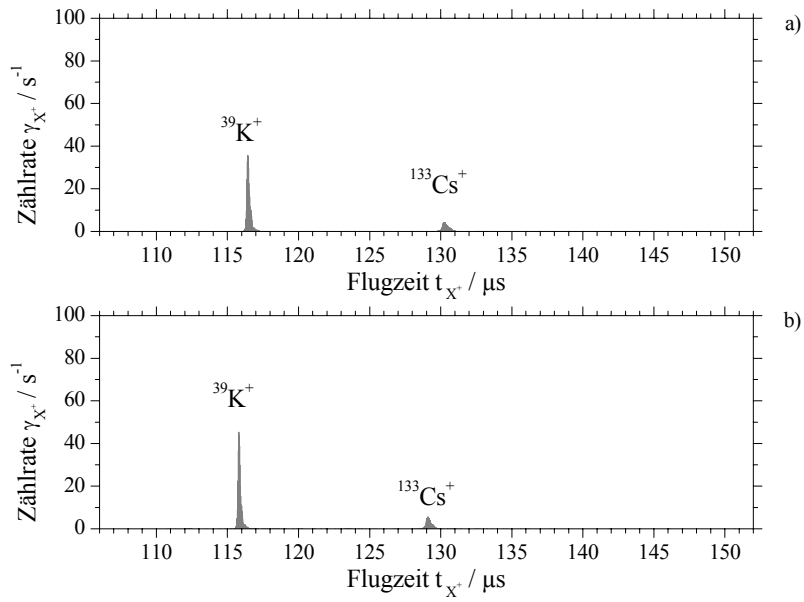
**Abb. 8-92** Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=250V$ ,  $U_{P4}=125V$  und unter Variation der Repellerspannung  $U_{Rep}$  respektive der kinetischen Energie der aus der Quelle emittierten Ionen. Flugzeiten der durch die Rückflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen für a)  $U_{Rep}=350V$  & b)  $U_{Rep}=400V$ .



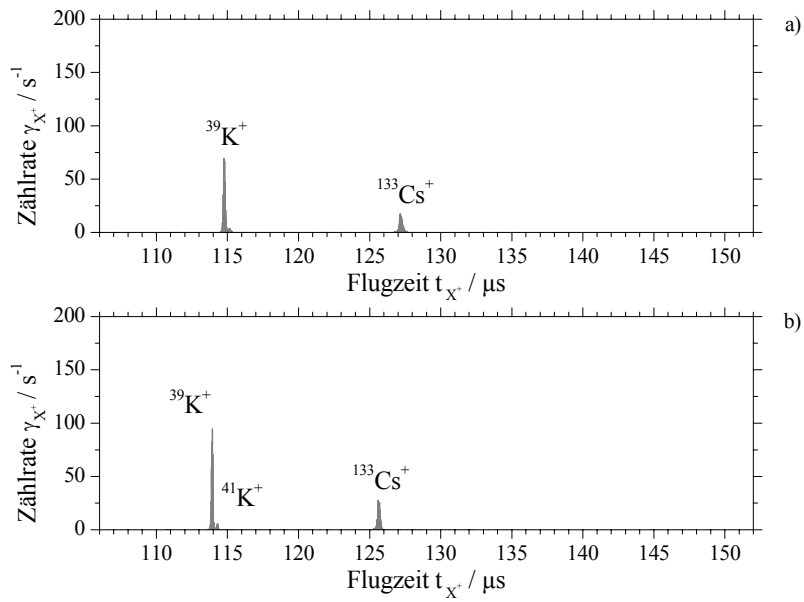
**Abb. 8-93** Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=250V$ ,  $U_{P4}=125V$  und unter Variation der Repellerspannung  $U_{Rep}$  respektive der kinetischen Energie der aus der Quelle emittierten Ionen. Flugzeiten der durch die Rückflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen für a)  $U_{Rep}=450V$  & b)  $U_{Rep}=500V$ .



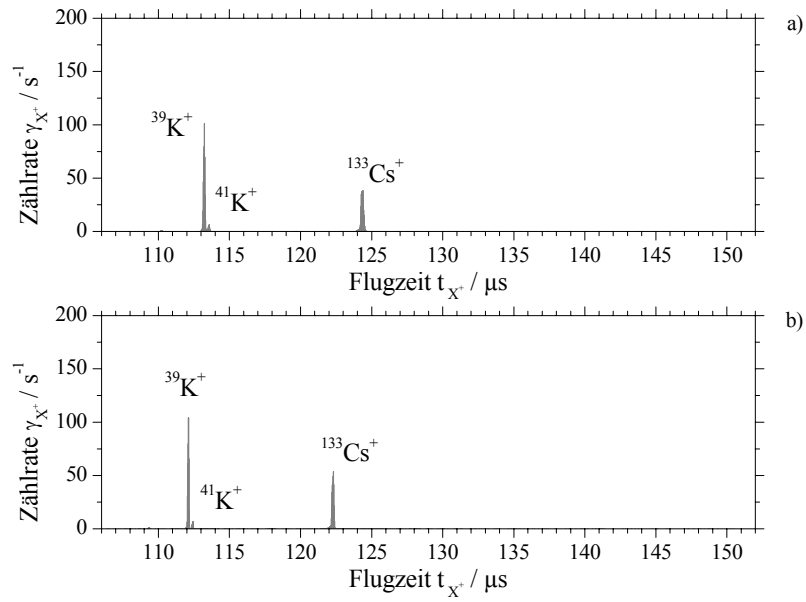
**Abb. 8-94** Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=250V$ ,  $U_{P4}=125V$  und unter Variation der Repellerspannung  $U_{Rep}$  respektive der kinetischen Energie der aus der Quelle emittierten Ionen. Flugzeiten der durch die Rückflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen für a)  $U_{Rep}=550V$  & b)  $U_{Rep}=600V$ .



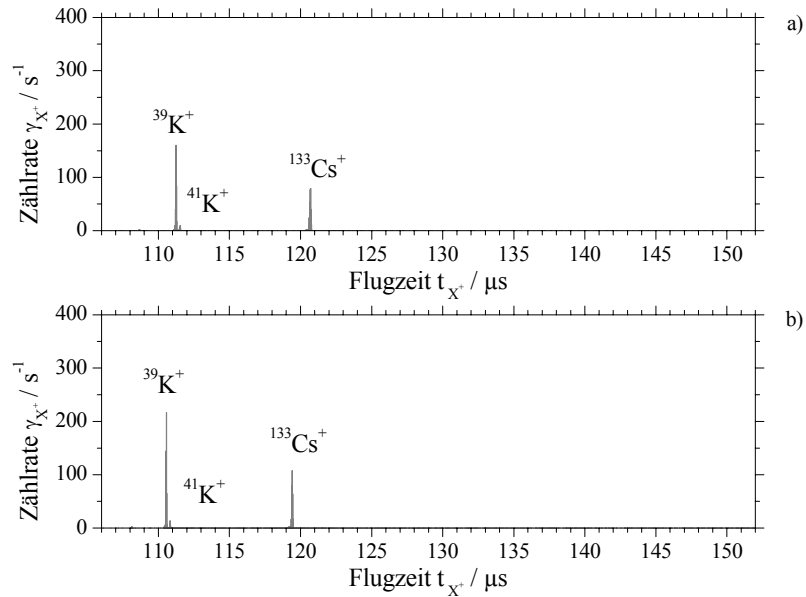
**Abb. 8-95** Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=250V$ ,  $U_{P4}=125V$  und unter Variation der Repellerspannung  $U_{Rep}$  respektive der kinetischen Energie der aus der Quelle emittierten Ionen. Flugzeiten der durch die Rückflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen für a)  $U_{Rep}=650V$  & b)  $U_{Rep}=700V$ .



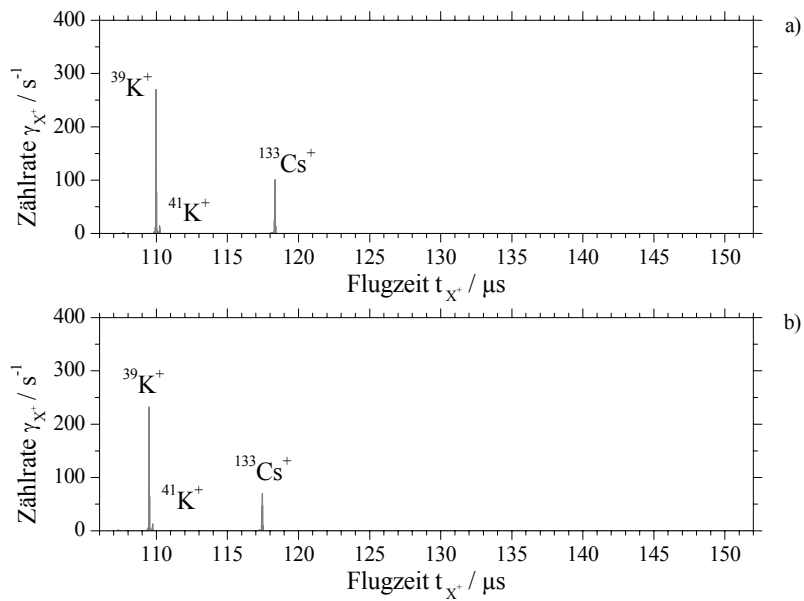
**Abb. 8-96** Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=250V$ ,  $U_{P4}=125V$  und unter Variation der Repellerspannung  $U_{Rep}$  respektive der kinetischen Energie der aus der Quelle emittierten Ionen. Flugzeiten der durch die Rückflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ -,  $^{41}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen für a)  $U_{Rep}=800V$  & b)  $U_{Rep}=900V$ .



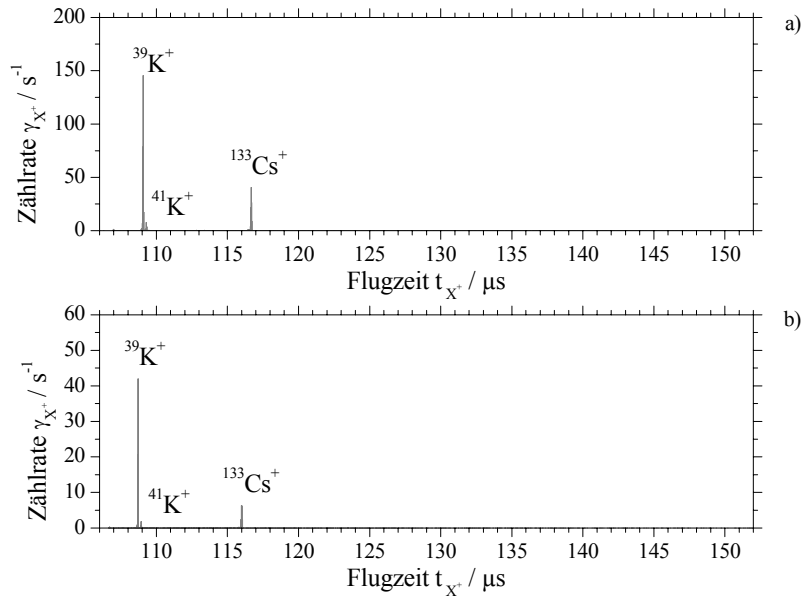
**Abb. 8-97** Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=250V$ ,  $U_{P4}=125V$  und unter Variation der Repellerspannung  $U_{Rep}$  respektive der kinetischen Energie der aus der Quelle emittierten Ionen. Flugzeiten der durch die Rückflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ -,  $^{41}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen für a)  $U_{Rep}=1000V$  & b)  $U_{Rep}=1200V$ .



**Abb. 8-98** Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=250V$ ,  $U_{P4}=125V$  und unter Variation der Repellerspannung  $U_{Rep}$  respektive der kinetischen Energie der aus der Quelle emittierten Ionen. Flugzeiten der durch die Rückflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ -,  $^{41}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen für a)  $U_{Rep}=1400V$  & b)  $U_{Rep}=1600V$ .

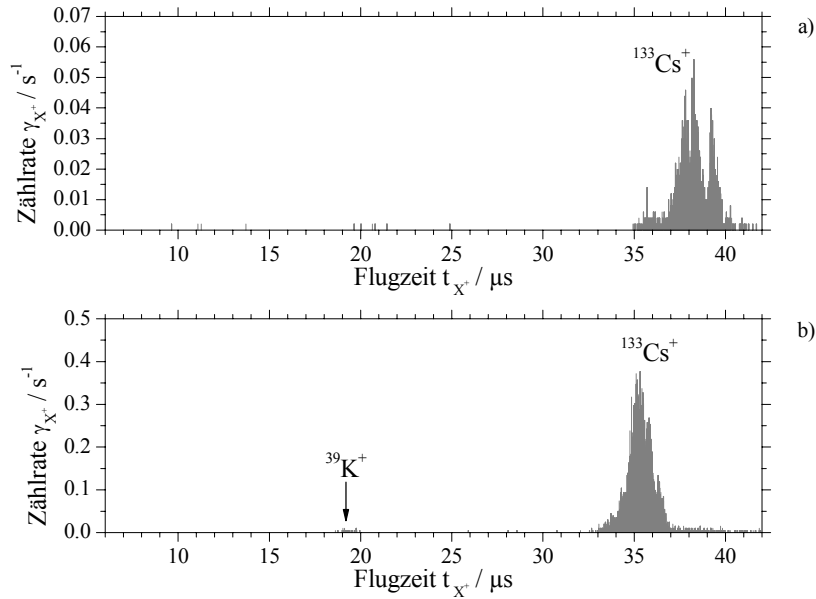


**Abb. 8-99** Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=250V$ ,  $U_{P4}=125V$  und unter Variation der Repellerspannung  $U_{Rep}$  respektive der kinetischen Energie der aus der Quelle emittierten Ionen. Flugzeiten der durch die Rückflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ -,  $^{41}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen für a)  $U_{Rep}=1800V$  & b)  $U_{Rep}=2000V$ .

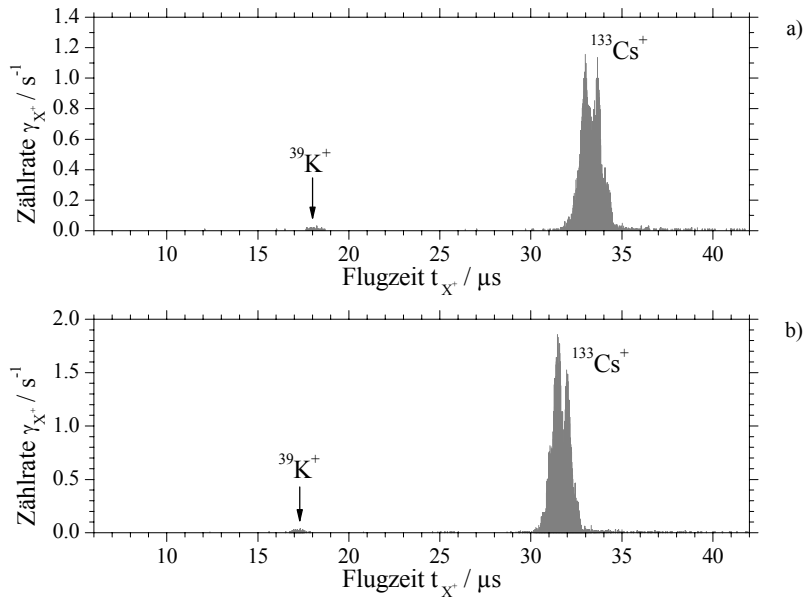


**Abb. 8-100** Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=250V$ ,  $U_{P4}=125V$  und unter Variation der Repellerspannung  $U_{Rep}$  respektive der kinetischen Energie der aus der Quelle emittierten Ionen. Flugzeiten der durch die Rückflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ -,  $^{41}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen für a)  $U_{Rep}=2200V$  & b)  $U_{Rep}=2400V$ .

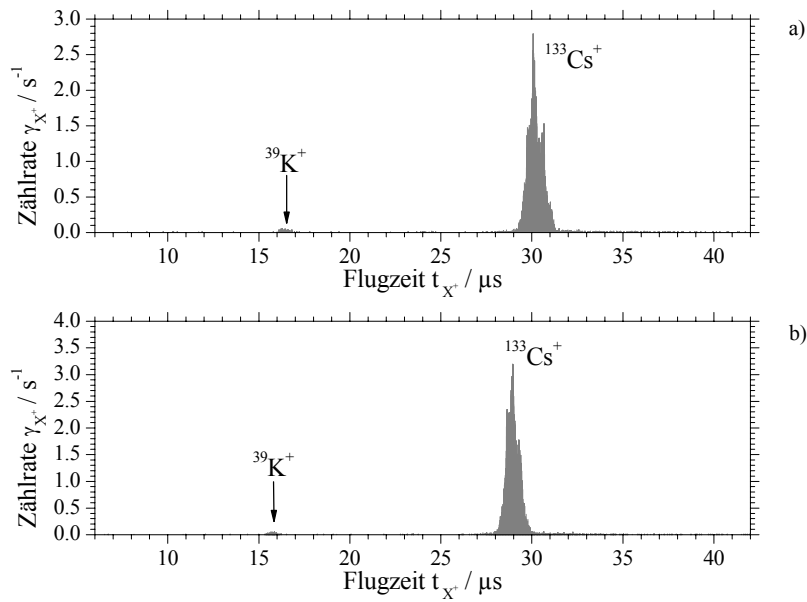
### Flugzeitmassenspektren Cs[AlSi<sub>2</sub>O<sub>6</sub>]:Mo (1:1) Emittter



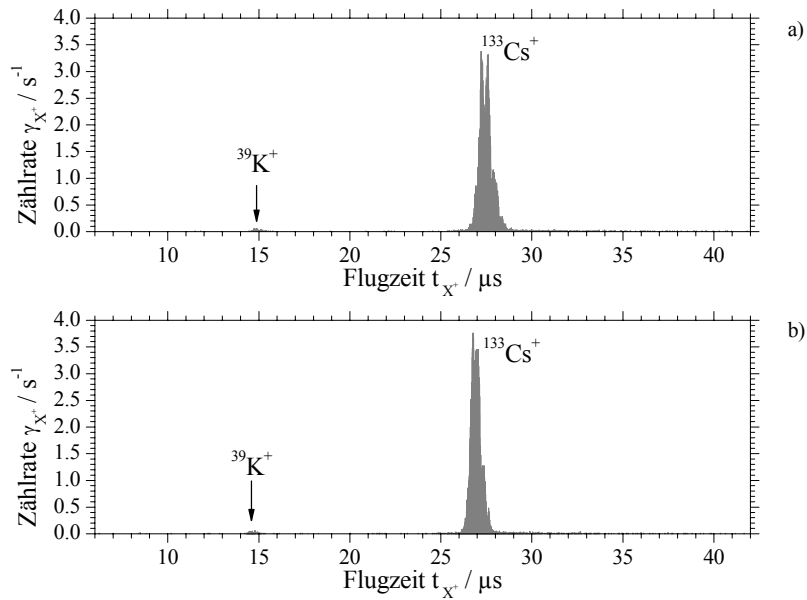
**Abb. 8-101** Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=250V$ ,  $U_{P4}=125V$  und unter Variation der Repellerspannung  $U_{Rep}$  respektive der kinetischen Energie der aus der Quelle emittierten Ionen. Flugzeiten der durch die Vorderflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen für a)  $U_{Rep}=250V$  & b)  $U_{Rep}=300V$ .



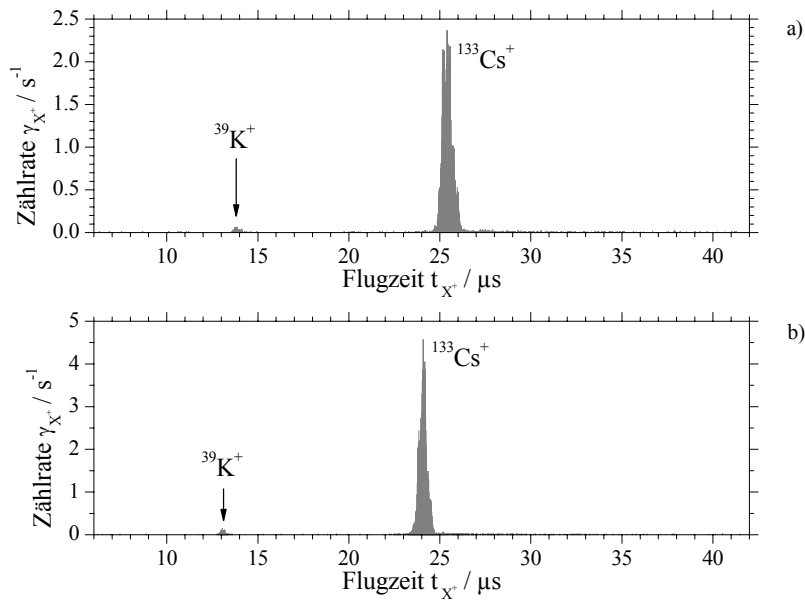
**Abb. 8-102** Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=250V$ ,  $U_{P4}=125V$  und unter Variation der Repellerspannung  $U_{Rep}$  respektive der kinetischen Energie der aus der Quelle emittierten Ionen. Flugzeiten der durch die Vorderflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen für a)  $U_{Rep}=350V$  & b)  $U_{Rep}=400V$ .



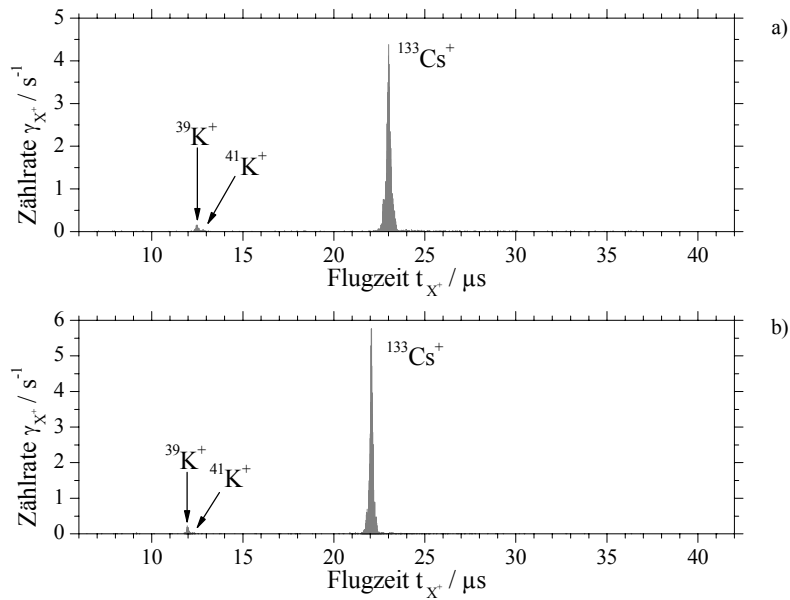
**Abb. 8-103** Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=250V$ ,  $U_{P4}=125V$  und unter Variation der Repellerspannung  $U_{Rep}$  respektive der kinetischen Energie der aus der Quelle emittierten Ionen. Flugzeiten der durch die Vorderflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen für a)  $U_{Rep}=450V$  & b)  $U_{Rep}=500V$ .



**Abb. 8-104** Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=250V$ ,  $U_{P4}=125V$  und unter Variation der Repellerspannung  $U_{Rep}$  respektive der kinetischen Energie der aus der Quelle emittierten Ionen. Flugzeiten der durch die Vorderflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen für a)  $U_{Rep}=550V$  & b)  $U_{Rep}=600V$ .

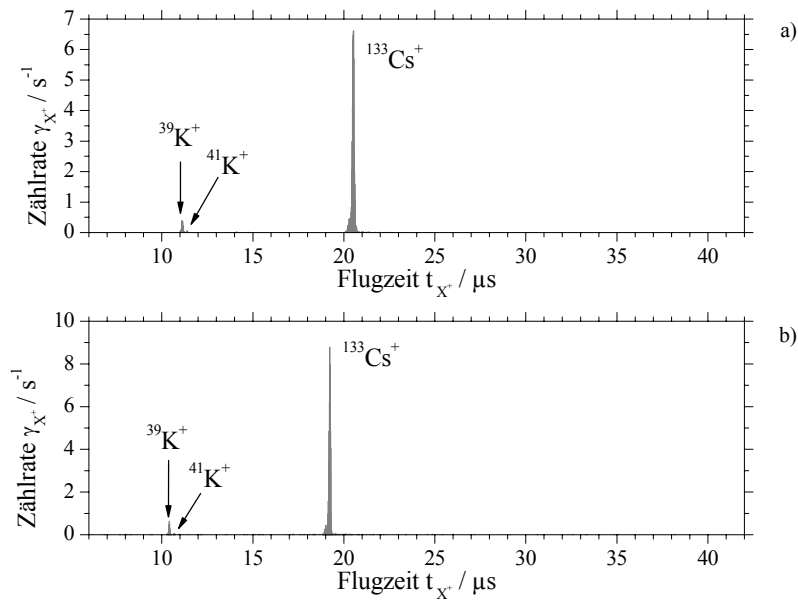


**Abb. 8-105** Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=250V$ ,  $U_{P4}=125V$  und unter Variation der Repellerspannung  $U_{Rep}$  respektive der kinetischen Energie der aus der Quelle emittierten Ionen. Flugzeiten der durch die Vorderflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen für a)  $U_{Rep}=700V$  & b)  $U_{Rep}=800V$ .

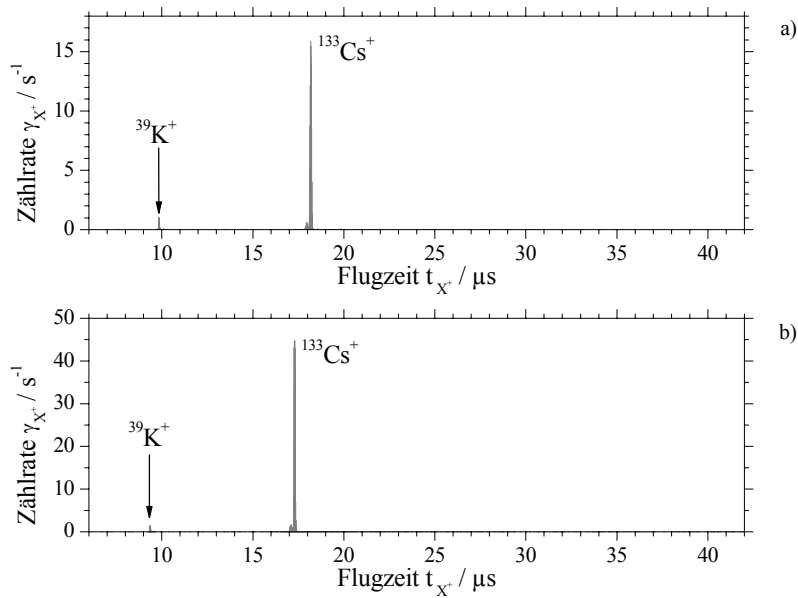


**Abb. 8-106** Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=250V$ ,  $U_{P4}=125V$  und unter Variation der Repellerspannung  $U_{Rep}$  respektive der kinetischen Energie der aus der Quelle emittierten Ionen. Flugzeiten der durch die Vorderflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen für a)  $U_{Rep}=900V$  & b)  $U_{Rep}=1000V$ .

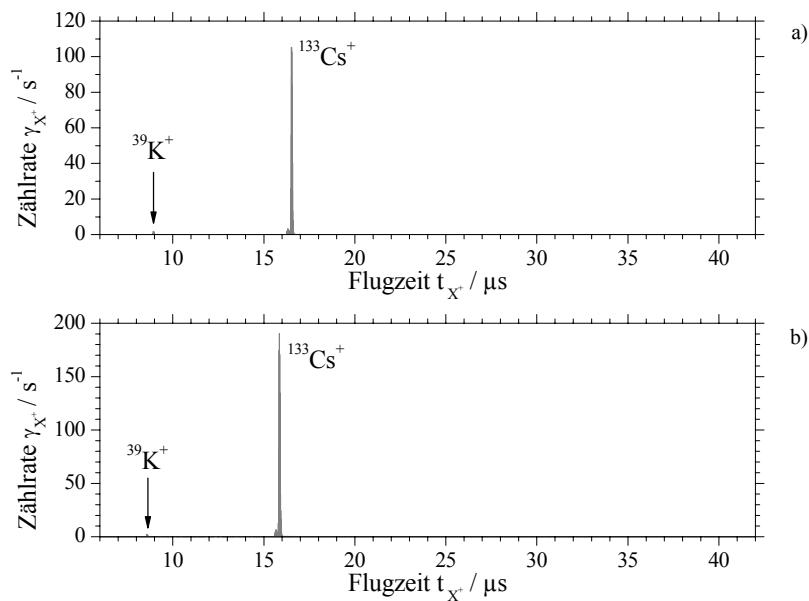




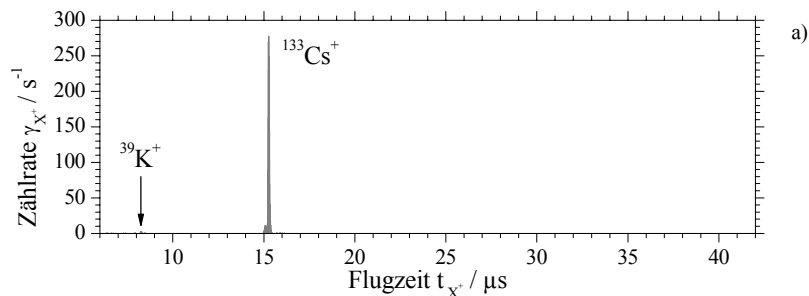
**Abb. 8-107** Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=250V$ ,  $U_{P4}=125V$  und unter Variation der Repellerspannung  $U_{Rep}$  respektive der kinetischen Energie der aus der Quelle emittierten Ionen. Flugzeiten der durch die Vorderflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen für a)  $U_{Rep}=1200V$  & b)  $U_{Rep}=1400V$ .



**Abb. 8-108** Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=250V$ ,  $U_{P4}=125V$  und unter Variation der Repellerspannung  $U_{Rep}$  respektive der kinetischen Energie der aus der Quelle emittierten Ionen. Flugzeiten der durch die Vorderflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen für a)  $U_{Rep}=1600V$  & b)  $U_{Rep}=1800V$ .



**Abb. 8-109** Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=250V$ ,  $U_{P4}=125V$  und unter Variation der Repellerspannung  $U_{Rep}$  respektive der kinetischen Energie der aus der Quelle emittierten Ionen. Flugzeiten der durch die Vorderflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen für a)  $U_{Rep}=2000V$  & b)  $U_{Rep}=2200V$ .

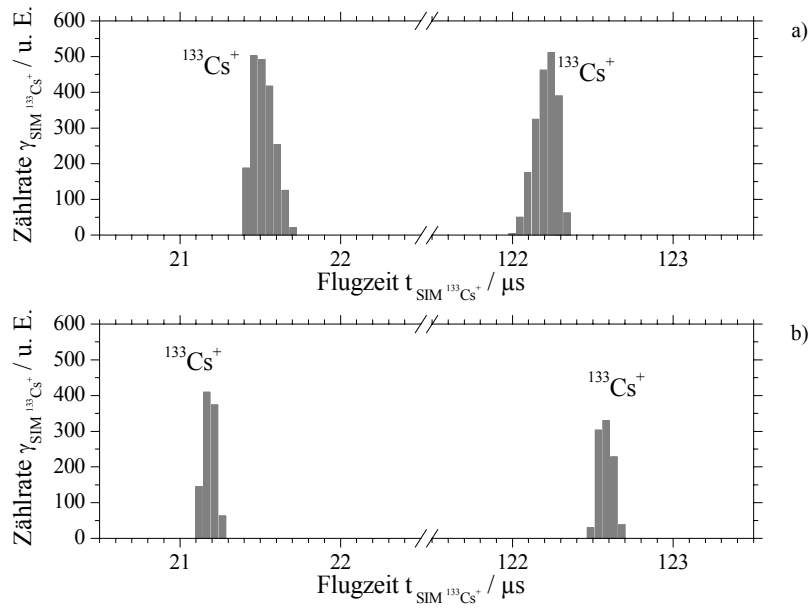


**Abb. 8-110** Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=250V$ ,  $U_{P4}=125V$  und unter Variation der Repellerspannung  $U_{Rep}$  respektive der kinetischen Energie der aus der Quelle emittierten Ionen. Flugzeiten der durch die Vorderflanke des HTS 31-GSM erzeugten Pulse aus  $^{39}K^+$ - und  $^{133}Cs^+$ -Ionen für a)  $U_{Rep}=2400V$ .

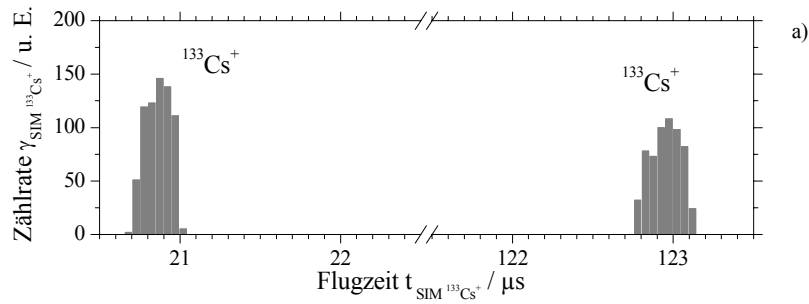
### **SIMION Simulationen zur Erzeugung kurzer $^{133}Cs^+$ -Ionenpulse; Analyse der simulierten Flugzeitmassenspektren und Pulsbreiten**

Im nachfolgenden Unterkapitel werden mit SIMION simulierte Flugzeitmassenspektren von  $^{133}Cs^+$ -Ionenpulsen, respektive deren Flugzeiten und Pulsbreiten, vorgestellt und mit den experimentellen Ergebnissen des Unterkapitels auf S.202ff. verglichen. Hierzu wurden, wie in Kapitel 3.3 ausführlich beschrieben und erläutert, mit

der Simulationssoftware SIMION 7.0 die ionenoptischen Elemente des modifizierten apparativen Aufbaus, die Potentialverläufe bzw. die elektrischen Felder und die zugehörigen Ionentrajektorien simuliert, die so erhaltenen Daten analysiert und dargestellt. Im Vergleich zu den experimentellen Ergebnissen der Abb. 4-59 a), b) bis Abb. 4-62 a), b) zeigen die Abb. 8-111 a), b) und Abb. 8-112 a) Flugzeitmassenspektren simulierter  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionenpulse für eine Repellerspannung von  $U_{\text{Rep}}=1200\text{V}$  unter Variation der Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4. Dargestellt sind die Flugzeiten  $t_{\text{SIM}}(^{133}\text{Cs}^+)$  der an P3-P4, durch die simulierte Vorder- und Rückflanke der an P3 gepulsten Spannung  $U_{P3}$  und an P4 konstanten Spannung  $U_{P4}$ , erzeugten Pulse aus  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen. Abb. 8-111 a) zeigt die Flugzeiten für  $U_{P3}=100\text{V}$  und  $U_{P4}=50\text{V}$ , Abb. 8-111 b) für  $U_{P3}=200\text{V}$  und  $U_{P4}=100\text{V}$  und Abb. 8-112 a) für  $U_{P3}=300\text{V}$  und  $U_{P4}=150\text{V}$ . Für die durch die Vorderflanke von  $U_{P3}$  erzeugten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionenpulse werden, in Übereinstimmung mit Gleichung (4.38), für zunehmende Werte von  $U_{P3}$  kleinere Flugzeiten  $t_{\text{SIM}}(^{133}\text{Cs}^+)_V$  erhalten. Für die Flugzeiten  $t_{\text{SIM}}(^{133}\text{Cs}^+)_R$  der durch die Rückflanke von  $U_{P3}$  erzeugten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionenpulse erhält man, in Übereinstimmung mit der Gleichung (4.39), für zunehmende Werte von  $U_{P3}$  größere Werte der Flugzeiten  $t_{\text{SIM}}(^{133}\text{Cs}^+)_R$ . Die expliziten Werte von  $t_{\text{SIM}}(^{133}\text{Cs}^+)_V$  und  $t_{\text{SIM}}(^{133}\text{Cs}^+)_R$  welche aus den Simulationen hervorgehen sind in Tab. 8-20 aufgelistet.



**Abb. 8-111** Mittels SIMION simulierte Flugzeitmassenspektren von  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen für eine Repellerspannung von  $U_{\text{Rep}}=1200\text{V}$  und unter Variation der Spannung des Ablenkplattenpaares P3-P4. Flugzeiten der, durch die an P3-P4 simulierte Vorder- und Rückflanke, erzeugten Pulse aus  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen für a)  $U_{P3}=100\text{V}$ ,  $U_{P4}=50\text{V}$  & b)  $U_{P3}=200\text{V}$ ,  $U_{P4}=100\text{V}$ .

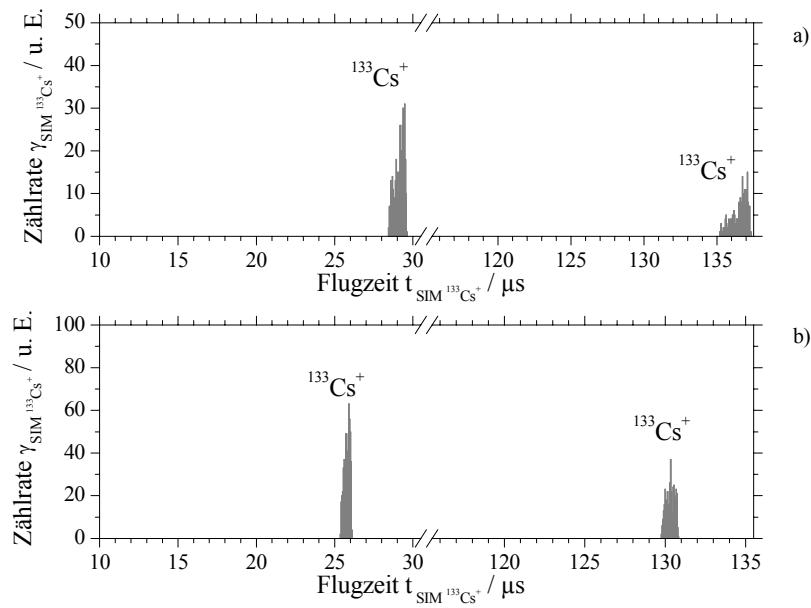


**Abb. 8-112** Mittels SIMION simulierte Flugzeitmassenspektren von  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen für eine Repellerspannung von  $U_{\text{Rep}}=1200\text{V}$  und unter Variation der Spannung des Ablenkplattenpaares P3-P4. Flugzeiten der, durch die an P3-P4 simulierte Vorder- und Rückflanke, erzeugten Pulse aus  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen für a)  $U_{\text{P3}}=300\text{V}$ ,  $U_{\text{P4}}=150\text{V}$ .

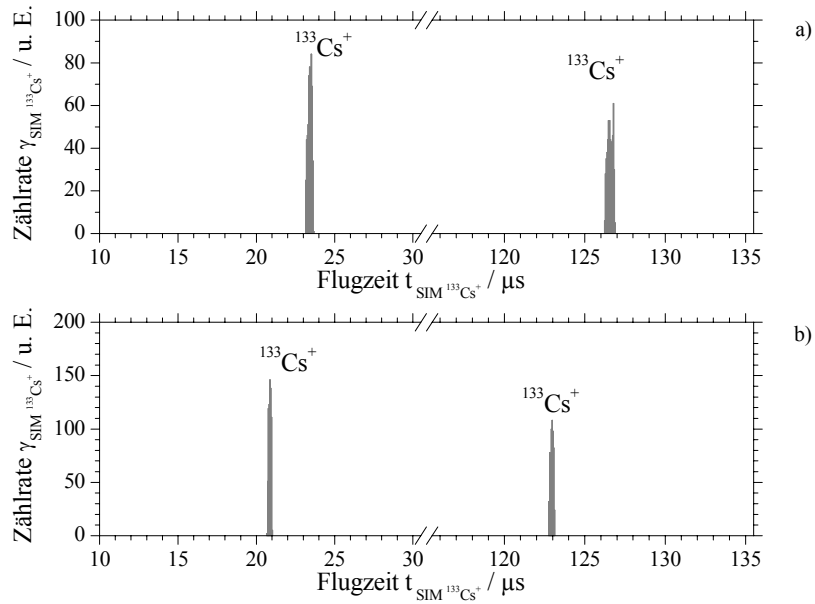
**Tab. 8-20** Flugzeiten  $t_{\text{SIM}}(^{133}\text{Cs}^+)_V$  und  $t_{\text{SIM}}(^{133}\text{Cs}^+)_R$  der simulierten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionenpulse der Flugzeitmassenspektren der **Abb. 8-111 a), b)** & **Abb. 8-112 a)** bei unterschiedlichen Spannungen  $U_{\text{P3}}$  und einer konstanten Repellerspannung  $U_{\text{Rep}}=1200\text{V}$ .

$U_{\text{P3}} / \text{V}$	$t_{\text{SIM}}(^{133}\text{Cs}^+)_V / \mu\text{s}$	$t_{\text{SIM}}(^{133}\text{Cs}^+)_R / \mu\text{s}$
100	21.533	122.193
200	21.167	122.583
300	20.850	122.949

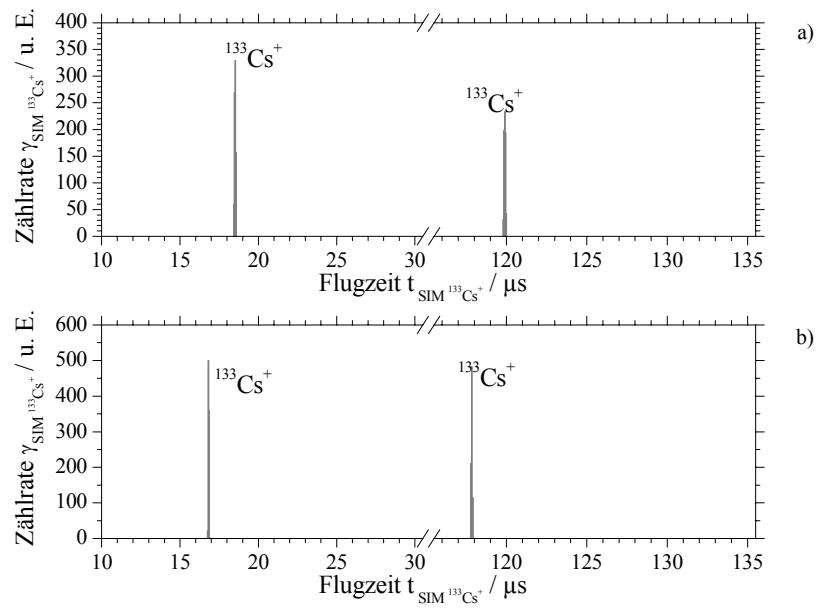
Wie im Unterkapitel auf S.202 wurden in nachfolgenden Simulationen Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{\text{P3}}=300\text{V}$  (gepulst) und  $U_{\text{P4}}=150\text{V}$  (konstant) und variierten Werten der Repellerspannung  $U_{\text{Rep}}$  untersucht. Die Abb. 8-113 a), b) bis Abb. 8-116 a) zeigen Flugzeitspektren von, durch die simulierten Vorder- und Rückflanke der Spannung  $U_{\text{P3}}$ , generierten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionenpulsen für Repellerspannungen von  $U_{\text{Rep}}=500\text{V}$ ,  $700\text{V}$ ,  $900\text{V}$ ,  $1200\text{V}$ ,  $1600\text{V}$ ,  $2000\text{V}$  und  $2400\text{V}$ . Wie erwartet werden für die Flugzeiten  $t_{\text{SIM}}(^{133}\text{Cs}^+)_V$  und  $t_{\text{SIM}}(^{133}\text{Cs}^+)_R$  mit zunehmenden Werten von  $U_{\text{Rep}}$  kleinere Werte erhalten. Die Pulsbreiten  $\tau_{\text{SIM}}(^{133}\text{Cs}^+)_V$  und  $\tau_{\text{SIM}}(^{133}\text{Cs}^+)_R$  der simulierten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionenpulse nehmen, in Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen, mit zunehmenden Werten von  $U_{\text{Rep}}$  ab. Die aus den Simulationen erhaltenen Flugzeiten  $t_{\text{SIM}}(^{133}\text{Cs}^+)_V$  und  $t_{\text{SIM}}(^{133}\text{Cs}^+)_R$  der  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionenpulse wurden tabelliert und sind in Tab. 8-21 zu finden.



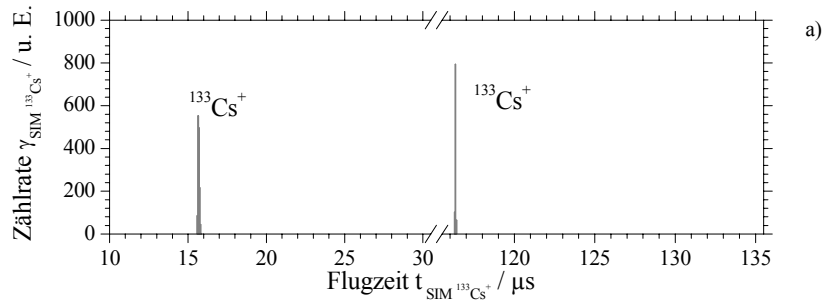
**Abb. 8-113** Mittels SIMION simulierte Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=300\text{V}$ ,  $U_{P4}=150\text{V}$  und unter Variation der Repellerspannung  $U_{\text{Rep}}$  respektive der kinetischen Energie der simulierten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen. Flugzeiten der durch die Vorder- und Rückflanke erzeugten Pulse aus  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen für a)  $U_{\text{Rep}}=500\text{V}$  & b)  $U_{\text{Rep}}=700\text{V}$ .



**Abb. 8-114** Mittels SIMION simulierte Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=300\text{V}$ ,  $U_{P4}=150\text{V}$  und unter Variation der Repellerspannung  $U_{\text{Rep}}$  respektive der kinetischen Energie der simulierten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen. Flugzeiten der durch die Vorder- und Rückflanke erzeugten Pulse aus  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen für a)  $U_{\text{Rep}}=900\text{V}$  & b)  $U_{\text{Rep}}=1200\text{V}$ .



**Abb. 8-115** Mittels SIMION simulierte Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=300\text{V}$ ,  $U_{P4}=150\text{V}$  und unter Variation der Repellerspannung  $U_{\text{Rep}}$  respektive der kinetischen Energie der simulierten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen. Flugzeiten der durch die Vorder- und Rückflanke erzeugten Pulse aus  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen für a)  $U_{\text{Rep}}=1600\text{V}$  & b)  $U_{\text{Rep}}=2000\text{V}$ .

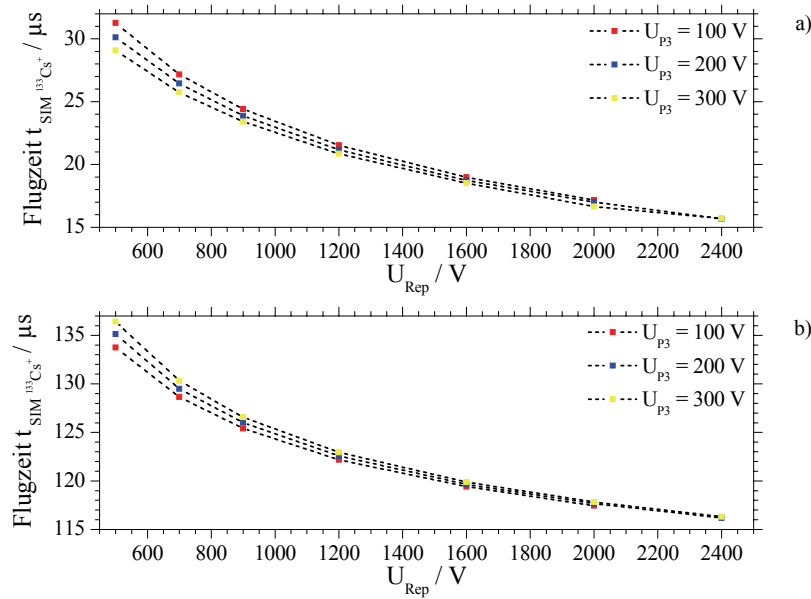


**Abb. 8-116** Mittels SIMION simulierte Flugzeitmassenspektren bei Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von  $U_{P3}=300\text{V}$ ,  $U_{P4}=150\text{V}$  und unter Variation der Repellerspannung  $U_{\text{Rep}}$  respektive der kinetischen Energie der simulierten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen. Flugzeiten der durch die Vorder- und Rückflanke erzeugten Pulse aus  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen für a)  $U_{\text{Rep}}=2400\text{V}$ .

**Tab. 8-21** Flugzeiten  $t_{SIM}(^{133}\text{Cs}^+)_V$  und  $t_{SIM}(^{133}\text{Cs}^+)_R$  der simulierten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionenpulse der Flugzeitmassenspektren der **Abb. 8-113 a), b)** bis **Abb. 8-116 a)** für variierte Repellerspannung  $U_{Rep}$  und bei Spannungen am Ablenkplattenpaar P3-P4 von  $U_{P3}=300V$  (gepulst) und  $U_{P4}=150V$  (konstant).

$U_{Rep} / V$	$t_{SIM}(^{133}\text{Cs}^+)_V / \mu s$	$t_{SIM}(^{133}\text{Cs}^+)_R / \mu s$
500	29.077	136.426
700	25.733	130.322
900	23.413	126.563
1200	20.850	122.949
1600	18.506	119.897
2000	16.646	117.823
2400	15.699	116.333

In der Abb. 8-117 a), b) wurden die Simulationsergebnisse der erhaltenen Flugzeiten  $t_{SIM}(^{133}\text{Cs}^+)_V$  und  $t_{SIM}(^{133}\text{Cs}^+)_R$  der  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionenpulse für variierte Spannungen von  $U_{P3}=100V$ ,  $200V$  und  $300V$  in Abhängigkeit von der simulierten Repellerspannung  $U_{Rep}$  aufgetragen. Abb. 8-117 a) zeigt die Flugzeiten  $t_{SIM}(^{133}\text{Cs}^+)_V$  der durch die Vorderflanke von  $U_{P3}$  erzeugten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionenpulse und Abb. 8-117 b) die Flugzeiten  $t_{SIM}(^{133}\text{Cs}^+)_R$  der durch die Rückflanke von  $U_{P3}$  erzeugten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionenpulse. In guter Übereinstimmung zu den experimentellen Ergebnissen der Abb. 4-71 zeigt Abb. 8-117 a) kleinere Werte von  $t_{SIM}(^{133}\text{Cs}^+)_V$  für zunehmende Werte von  $U_{P3}$ . Ebenso zeigt Abb. 8-117 b), in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen der Abb. 4-72, größere Werte von  $t_{SIM}(^{133}\text{Cs}^+)_R$  für zunehmende Werte von  $U_{P3}$ .

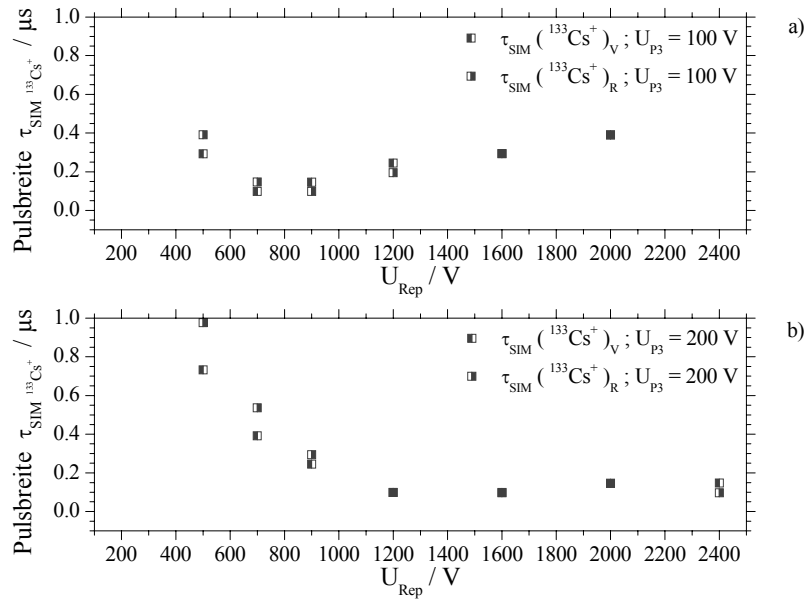


**Abb. 8-117** Aus den SIMION Simulationen hervorgehende Flugzeiten der Pulse aus  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen für variierte Repellerspannungen  $U_{\text{Rep}}$  und variierte Spannungen  $U_{P3}$ ,  $U_{P4}$  des Ablenkplattenpaares P3-P4. a) Flugzeiten der aus der Vorderflanke erzeugten Pulse aus  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen für  $U_{\text{Rep}}=400\text{V}$  bis  $2400\text{V}$ ,  $U_{P3}=100\text{V}-300\text{V}$ ,  $U_{P4}=50\text{V}-150\text{V}$  & b) Flugzeiten der aus der Rückflanke erzeugten Pulse aus  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen für  $U_{\text{Rep}}=400\text{V}-2400\text{V}$ ,  $U_{P3}=100\text{V}-300\text{V}$ ,  $U_{P4}=50\text{V}-150\text{V}$ .

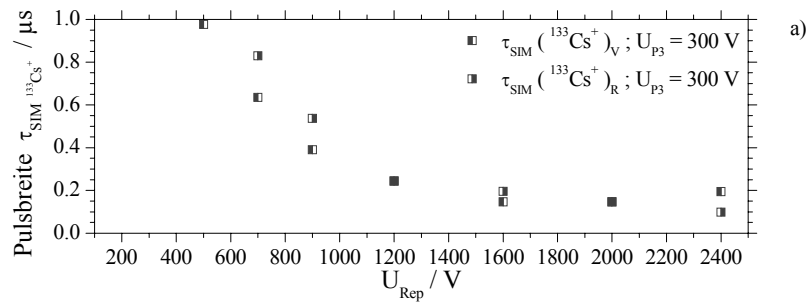
Nachfolgende Analyse der Pulsbreiten  $\tau_{\text{SIM}}(^{133}\text{Cs}^+)_V$  und  $\tau_{\text{SIM}}(^{133}\text{Cs}^+)_R$  der simulierten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionenpulse zeigt, dass hier die Pulsbreiten in Abhängigkeit von der Repellerspannung  $U_{\text{Rep}}$  in zwei Bereiche untergliedert werden können. Wie im Falle der experimentell bestimmten Pulsbreiten  $\tau_{\text{exp}}(^{133}\text{Cs}^+)_V$  und  $\tau_{\text{exp}}(^{133}\text{Cs}^+)_R$  findet man für niedrige Werte der Repellerspannung  $U_{\text{Rep}}$  das die Pulsbreiten der simulierten Pulse durch deren Dispersion nach den Gleichungen (4.44) und (4.45) beschrieben werden können. Für größere Werte der Repellerspannung  $U_{\text{Rep}}$  wird hingegen wiederum die Schreibgeschwindigkeit  $v_{\text{Strahl}}$  nach Gleichung (4.42) entscheidend für die Pulsbreiten  $\tau_{\text{SIM}}(^{133}\text{Cs}^+)_V$  und  $\tau_{\text{SIM}}(^{133}\text{Cs}^+)_R$ . In jenem Bereich in welchem die Pulsbreiten  $\tau_{\text{SIM}}(^{133}\text{Cs}^+)_V$  und  $\tau_{\text{SIM}}(^{133}\text{Cs}^+)_R$  von der Dispersion der generierten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionenpulse bestimmt werden zeigen die Simulationen in Abb. 8-118 a), b) und Abb. 8-119 a) in Übereinstimmung mit Gleichung (4.44) und (4.45) das  $\tau_{\text{SIM}}(^{133}\text{Cs}^+)_V < \tau_{\text{SIM}}(^{133}\text{Cs}^+)_R$  gilt. Im Weiteren zeigen die Simulationen der Abb. 8-118 a), b) und Abb. 8-119 a) das für zunehmende Werte der Spannung  $U_{P3}$  der Bereich in welchem die Dispersion die Pulsbreiten  $\tau_{\text{SIM}}(^{133}\text{Cs}^+)_V$  und  $\tau_{\text{SIM}}(^{133}\text{Cs}^+)_R$  dominiert zu höheren Werten von  $U_{\text{Rep}}$  verschoben wird. So zeigt Abb. 8-118 a) bei einer Spannung von  $U_{P3}=100\text{V}$  das der Übergang zwischen den beiden Bereichen bei einer Repellerspannung von  $U_{\text{Rep}} \approx 700\text{V}$  stattfindet. Bei einer Spannung  $U_{P3}=200\text{V}$  zeigen die Simulationen in Abb. 8-118 b) den



Übergang bei einer Repellerspannung von  $U_{Rep} \approx 1200V$  und für  $U_{P3}=300V$  in Abb. 8-119 a) den Übergang bei  $U_{Rep} \approx 1600V$ .



**Abb. 8-118** Aus den SIMION Simulationen hervorgehende Pulsbreiten  $\tau_{SIM}$ , für Vorder- und Rückflanke, der Pulse aus  $^{133}Cs^+$ -Ionen für variierte Repellerspannungen  $U_{Rep}=400V-2400V$  und Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von a)  $U_{P3}=100V$ ,  $U_{P4}=50V$  & b)  $U_{P3}=200V$ ,  $U_{P4}=100V$ .

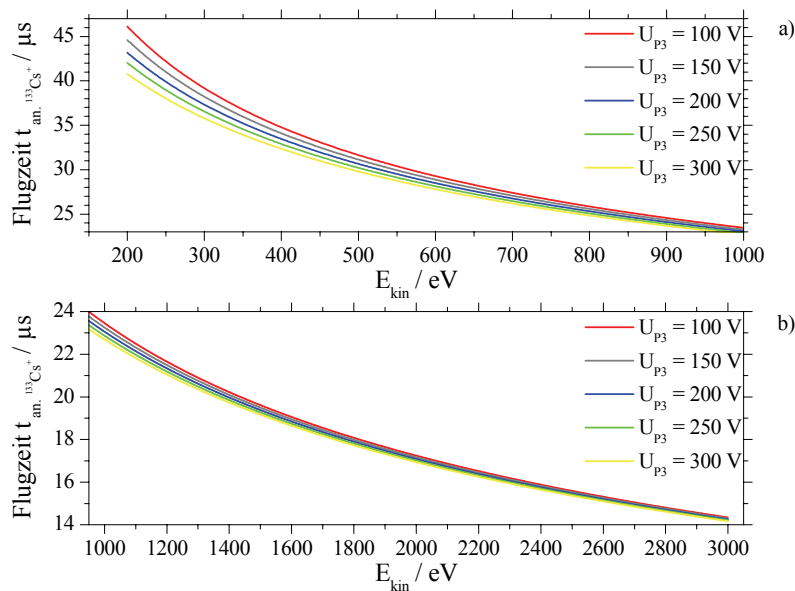


**Abb. 8-119** Aus den SIMION Simulationen hervorgehende Pulsbreiten  $\tau_{SIM}$ , für Vorder- und Rückflanke, der Pulse aus  $^{133}Cs^+$ -Ionen für variierte Repellerspannungen  $U_{Rep}=400V-2400V$  und Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von a)  $U_{P3}=300V$ ,  $U_{P4}=100V$ .

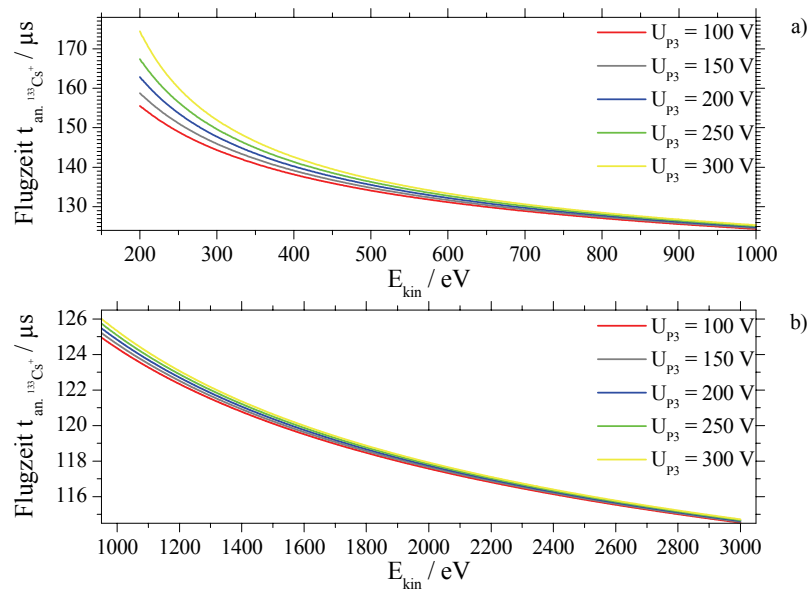
### Analytische Berechnungen: Flugzeiten & Pulsbreiten kurzer $^{133}Cs^+$ -Ionenpulse

Wie bereits im Falle der  $^{39}K^+$ -Ionenpulse können unter Vernachlässigung von Feldinhomogenitäten und Randfeldern der ionenoptischen Elemente für  $^{133}Cs^+$ -Ionen, welche sich auf der zentralen ionenoptischen Achse befinden, die Bewegungsgleichungen in Strahlrichtung analytisch gelöst werden. Für eine Energie der  $^{133}Cs^+$ -Ionen gemäß den Gleichungen (4.38) oder (4.39), welche der Energie eines durch die

Vorder- bzw. Rückflanke von  $U_{P3}$  generierten Ionenpulses aus  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen entspricht, können die Flugzeiten  $t_{an}(^{133}\text{Cs}^+)_V$  und  $t_{an}(^{133}\text{Cs}^+)_R$  für die Flugstrecke zwischen dem Entstehungsort der Ionen, im Falle der dynamischen Generierung von kurzen Ionenpulsen ist dies das Ablenkplattenpaar P3-P4, und dem Detektor berechnet werden. Die analytisch berechneten Flugzeiten  $t_{an}(^{133}\text{Cs}^+)_V$  von  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen für variierte kinetische Energien im Bereich  $E_{kin}=200\text{eV}-3000\text{eV}$  und variierte Spannungen  $U_{P3}$ ,  $U_{P4}$  des Ablenkplattenpaares P3-P4 zeigen die Abb. 8-120 a) und Abb. 8-120 b). Die hierbei variierten Spannungswerte an P3 betragen  $U_{P3}=100\text{V}$ ,  $150\text{V}$ ,  $200\text{V}$ ,  $250\text{V}$  und  $300\text{V}$ . Entsprechend analytisch berechnete Flugzeiten  $t_{an}(^{133}\text{Cs}^+)_R$  von  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen für variierte kinetische Energien im Bereich  $E_{kin}=200\text{eV}-3000\text{eV}$  und variierte Spannungen  $U_{P3}$ ,  $U_{P4}$  des Ablenkplattenpaares P3-P4 zeigen die Abb. 8-121 a) und Abb. 8-121 b). Ein direkter Vergleich von analytischen Flugzeiten  $t_{an}(^{133}\text{Cs}^+)_V$  und  $t_{an}(^{133}\text{Cs}^+)_R$  mit experimentellen und simulierten Flugzeiten ist für  $U_{P3}=300\text{V}$ ,  $U_{P4}=150\text{V}$  und  $U_{Rep}=500\text{V}$ ,  $700\text{V}$ ,  $900\text{V}$ ,  $1200\text{V}$ ,  $1600\text{V}$ ,  $2000\text{V}$  und  $2400\text{V}$  in Tab. 8-22 aufgeführt.



**Abb. 8-120** Analytisch berechnete Flugzeiten von  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen für variierte kinetische Energien  $E_{kin}$ , respektive Repellerspannungen  $U_{Rep}$ , und variierte Spannungen  $U_{P3}$ ,  $U_{P4}$  des Ablenkplattenpaares P3-P4. Die durch  $U_{P3}$ ,  $U_{P4}$  generierten Energieänderungen entsprechen den beschleunigenden Effekten einer Vorderflanke. a)  $E_{kin}=200\text{V}-1000\text{V}$ ,  $U_{P3}=100\text{V}-300\text{V}$ ,  $U_{P4}=50\text{V}-150\text{V}$  & b)  $E_{kin}=950\text{V}-3000\text{V}$ ,  $U_{P3}=100\text{V}-300\text{V}$ ,  $U_{P4}=50\text{V}-150\text{V}$ .



**Abb. 8-121** Analytisch berechnete Flugzeiten von  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen für variierte kinetische Energien  $E_{\text{kin}}$ , respektive Repellerspannungen  $U_{\text{Rep}}$ , und variierte Spannungen  $U_{P3}$ ,  $U_{P4}$  des Ablenkplattenpaares P3-P4. Die durch  $U_{P3}$ ,  $U_{P4}$  generierten Energieänderungen entsprechen den abbremsenden Effekten einer Rückflanke. a)  $E_{\text{kin}}=200\text{V}-1000\text{V}$ ,  $U_{P3}=100\text{V}-300\text{V}$ ,  $U_{P4}=50\text{V}-150\text{V}$  & b)  $E_{\text{kin}}=950\text{V}-3000\text{V}$ ,  $U_{P3}=100\text{V}-300\text{V}$ ,  $U_{P4}=50\text{V}-150\text{V}$ .

**Tab. 8-22** Vergleich der experimentellen Flugzeiten  $t_{\text{exp}}(^{133}\text{Cs}^+)_{\text{V}}$ ,  $t_{\text{exp}}(^{133}\text{Cs}^+)_{\text{R}}$  mit simulierten Flugzeiten  $t_{\text{SIM}}(^{133}\text{Cs}^+)_{\text{V}}$ ,  $t_{\text{SIM}}(^{133}\text{Cs}^+)_{\text{R}}$  und analytischen Flugzeiten  $t_{\text{an}}(^{133}\text{Cs}^+)_{\text{V}}$ ,  $t_{\text{an}}(^{133}\text{Cs}^+)_{\text{R}}$  für variierte Repellerspannung  $U_{\text{Rep}}$  und bei Spannungen an P3-P4 von  $U_{P3}=300\text{V}$  (gepulst) und  $U_{P4}=150\text{V}$ .

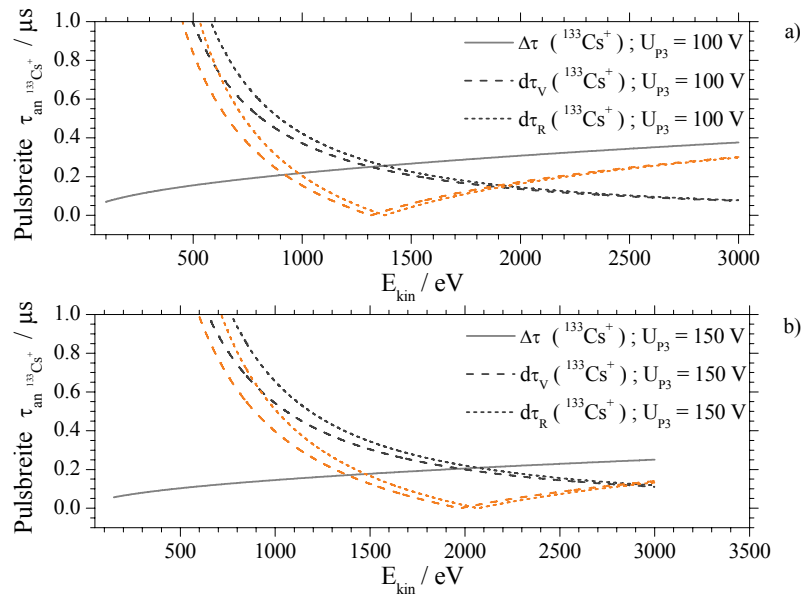
$U_{\text{Rep}}$ / V	$t_{\text{exp}}(^{133}\text{Cs}^+)_{\text{V}}$ / $\mu\text{s}$ $\Delta = \pm 24 \text{ ns}$	$t_{\text{exp}}(^{133}\text{Cs}^+)_{\text{R}}$ / $\mu\text{s}$ $\Delta = \pm 24 \text{ ns}$	$t_{\text{SIM}}(^{133}\text{Cs}^+)_{\text{V}}$ / $\mu\text{s}$	$t_{\text{SIM}}(^{133}\text{Cs}^+)_{\text{R}}$ / $\mu\text{s}$	$t_{\text{an}}(^{133}\text{Cs}^+)_{\text{V}}$ / $\mu\text{s}$	$t_{\text{an}}(^{133}\text{Cs}^+)_{\text{R}}$ / $\mu\text{s}$
500	28.663	136.285	29.077	136.426	29.794	137.080
700	25.158	129.519	25.733	130.322	26.181	130.608
900	22.846	125.942	23.413	126.563	23.685	126.757
1200	20.388	122.486	20.850	122.949	21.048	123.078
1600	18.051	119.516	18.506	119.897	18.645	119.991
2000	16.396	117.521	16.646	117.823	16.939	117.918
2400	15.131	116.060	15.699	116.333	15.642	116.398

Wie bereits auf S.202ff. gezeigt wurde, sind die Pulsbreiten  $\Delta\tau(^{133}\text{Cs}^+)$ ,  $d\tau_V(^{133}\text{Cs}^+)$  und  $d\tau_R(^{133}\text{Cs}^+)$  analytisch durch die Gleichungen (4.42), (4.44) und (4.45) bestimmt. Eine grafische Darstellung der analytisch berechneten Pulsbreiten  $\Delta\tau(^{133}\text{Cs}^+)$ ,  $d\tau_V(^{133}\text{Cs}^+)$  und  $d\tau_R(^{133}\text{Cs}^+)$  für variierte kinetische Energien im Bereich  $E_{kin}=200\text{eV}-3000\text{eV}$  und variierte Spannungen  $U_{P3}=100\text{V}$ ,  $150\text{V}$ ,  $200\text{V}$ ,  $250\text{V}$  und  $300\text{V}$  zeigen die Abb. 8-122 a), b) bis Abb. 8-124 a). Für alle variierten Spannungen  $U_{P3}$  findet man für niedrige Werte von  $E_{kin}$  einen Bereich in welchem die Dispersion die Pulsbreite dominiert, für höhere Werte von  $E_{kin}$  dominiert die Schreibgeschwindigkeit des Ionenstrahls  $v_{Strahl}$  die Pulsbreite. Mit zunehmender Spannung  $U_{P3}$  verschiebt sich der Übergangsbereich zu höheren kinetischen Energien  $E_{kin}$ . So findet sich in Abb. 8-122 a) für  $U_{P3}=100\text{V}$  der Übergang zwischen dispersions- und geschwindigkeitsbestimmter Pulsbreite bei  $E_{kin}\approx 1400\text{eV}$ , in Abb. 8-122 b) für  $U_{P3}=150\text{V}$  bei  $E_{kin}\approx 2100\text{eV}$ . Für  $U_{P3}=200\text{V}$  und  $U_{P3}=250\text{V}$  der Abb. 8-123 a) und Abb. 8-123 b) ergibt sich der Übergang bei  $E_{kin}\approx 2800\text{eV}$  bzw.  $E_{kin}>3000\text{eV}$ . Auch für  $U_{P3}=300\text{V}$  in Abb. 8-124 a) befindet sich der Übergang bei einer kinetischen Energie  $E_{kin}>3000\text{eV}$ . Im Vergleich zu den experimentellen Pulsbreiten  $\tau_{exp}(^{133}\text{Cs}^+)_V$ ,  $\tau_{exp}(^{133}\text{Cs}^+)_R$  und den aus den Simulationen erhaltenen Pulsbreiten  $\tau_{SIM}(^{133}\text{Cs}^+)_V$ ,  $\tau_{SIM}(^{133}\text{Cs}^+)_R$  sind die jeweiligen analytisch bestimmten Bereiche des Übergangs, zwischen dem durch die Dispersion dominierten Bereich und dem durch die Schreibgeschwindigkeit bestimmten Bereich, zu einer höheren kinetischen Energie hin verschoben. Dies ist auf die in den analytischen Berechnungen nicht berücksichtigten Feldinhomogenitäten der ionenoptischen Elemente, insbesondere auf die inhomogenen Feldverläufe des Ablenkplattenpaares P3-P4, zurückzuführen. In allen durch die Dispersion dominierten Bereiche der analytischen Berechnungen der Pulsbreiten in den Abb. 8-122 a), b) bis Abb. 8-124 a) gilt generell  $d\tau_V(^{133}\text{Cs}^+) < d\tau_R(^{133}\text{Cs}^+)$ . Für einen optimierten achsenparallelen Ionenstrahl stehen die beiden pulsverbreiternden Effekte in Konkurrenz zueinander. In Folge dessen kann eine Pulskompression der erzeugten  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionenpulse stattfinden. Die Pulsbreiten  $\delta\tau_{an}(^{133}\text{Cs}^+)_V$  und  $\delta\tau_{an}(^{133}\text{Cs}^+)_R$  sind dann durch die Gleichungen (8.10) und (8.11) bestimmt. Die entsprechend berechneten Pulsbreiten für variierte kinetische Energien  $E_{kin}$  und variierte Spannungen  $U_{P3}$  sind in den Abb. 8-122 a), b) bis Abb. 8-124 a) eingefügt.

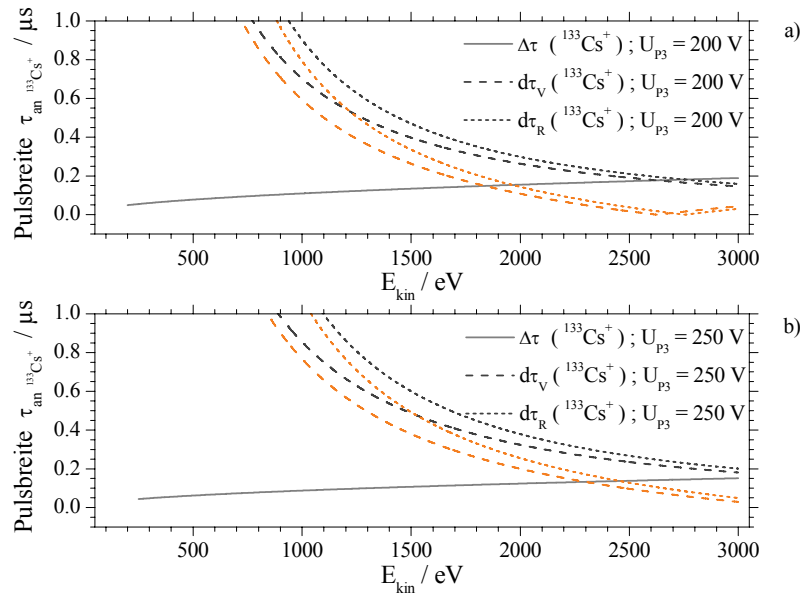
$$\delta\tau_{an}(^{133}\text{Cs}^+)_V = \left| \Delta\tau(^{133}\text{Cs}^+) - d\tau_V(^{133}\text{Cs}^+) \right| \quad (8.10)$$

$$\delta\tau_{an}(^{133}\text{Cs}^+)_R = \left| \Delta\tau(^{133}\text{Cs}^+) - d\tau_R(^{133}\text{Cs}^+) \right| \quad (8.11)$$

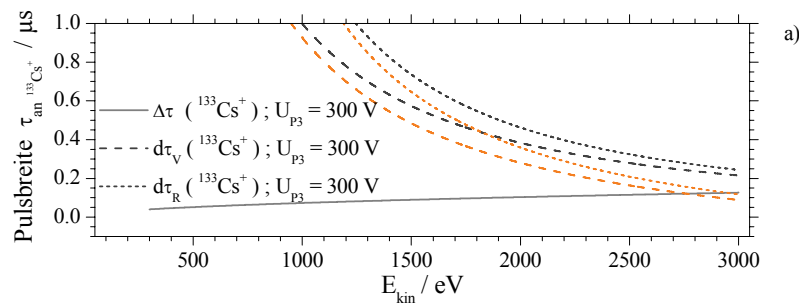
Ein direkter Vergleich von analytischen Pulsbreiten  $\delta\tau_{an}(^{133}\text{Cs}^+)_V$  und  $\delta\tau_{an}(^{133}\text{Cs}^+)_R$  mit experimentellen und simulierten Pulsbreiten ist für  $U_{P3}=300\text{V}$ ,  $U_{P4}=150\text{V}$  und  $E_{kin}$  bzw.  $U_{Rep}=500\text{V}$ ,  $700\text{V}$ ,  $900\text{V}$ ,  $1200\text{V}$ ,  $1600\text{V}$ ,  $2000\text{V}$  und  $2400\text{V}$  in Tab. 8-23 aufgeführt.



**Abb. 8-122** Analytisch berechnete Pulsbreiten  $\tau_{an}$  für  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen unter Berücksichtigung der zur Pulsbreite führenden Effekte der Pulsdispersion  $d\tau$  und Pulsverbreiterung durch Variation der kinetischen Energie innerhalb des Plattenpaares P3-P4  $\Delta\tau$ . Pulsbreiten  $\tau_{an}$  der  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen für variierte kinetische Energie  $E_{kin}=200V-3000V$  und Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von a)  $U_{P3}=100V$ ,  $U_{P4}=50V$  & b)  $U_{P3}=150V$ ,  $U_{P4}=75V$ .



**Abb. 8-123** Analytisch berechnete Pulsbreiten  $\tau_{an}$  für  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen unter Berücksichtigung der zur Pulsbreite führenden Effekte der Pulsdispersion  $d\tau$  und Pulsverbreiterung durch Variation der kinetischen Energie innerhalb des Plattenpaares P3-P4  $\Delta\tau$ . Pulsbreiten  $\tau_{an}$  der  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen für variierte kinetische Energie  $E_{kin}=200V-3000V$  und Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von a)  $U_{P3}=200V$ ,  $U_{P4}=100V$  & b)  $U_{P3}=250V$ ,  $U_{P4}=125V$ .



**Abb. 8-124** Analytisch berechnete Pulsbreiten  $\tau_{an}$  für  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen unter Berücksichtigung der zur Pulsbreite führenden Effekte der Pulsdispersion  $d\tau$  und Pulsverbreiterung durch Variation der kinetischen Energie innerhalb des Plattenpaares P3-P4  $\Delta\tau$ . Pulsbreiten  $\tau_{an}$  der  $^{133}\text{Cs}^+$ -Ionen für variierte kinetische Energie  $E_{kin}=200V-3000V$  und Spannungen des Ablenkplattenpaares P3-P4 von a)  $U_{P3}=300V$ ,  $U_{P4}=150V$ .

**Tab. 8-23** Direkter Vergleich von experimentellen Pulsbreiten  $\tau_{exp}(^{133}\text{Cs}^+)_V$ ,  $\tau_{exp}(^{133}\text{Cs}^+)_R$  mit simulierten Pulsbreiten  $\tau_{SIM}(^{133}\text{Cs}^+)_V$ ,  $\tau_{SIM}(^{133}\text{Cs}^+)_R$  und analytischen Pulsbreiten  $\delta\tau_{an}(^{133}\text{Cs}^+)_V$ ,  $\delta\tau_{an}(^{133}\text{Cs}^+)_R$  für variierte Repellerspannung  $U_{Rep}$ , bzw. kinetische Energien  $E_{kin}$  und bei Spannungen am Ablenkplattenpaar P3-P4 von  $U_{P3}=300V$  (gepulst) und  $U_{P4}=150V$  (konstant).

$U_{Rep}$ / V	$\tau_{exp}(^{133}\text{Cs}^+)_V$ / $\mu\text{s}$	$\tau_{exp}(^{133}\text{Cs}^+)_R$ / $\mu\text{s}$	$\tau_{SIM}(^{133}\text{Cs}^+)_V$ / $\mu\text{s}$	$\tau_{SIM}(^{133}\text{Cs}^+)_R$ / $\mu\text{s}$	$\delta\tau_{an}(^{133}\text{Cs}^+)_V$ / $\mu\text{s}$	$\delta\tau_{an}(^{133}\text{Cs}^+)_R$ / $\mu\text{s}$
500	0.730	0.754	0.976	1.611	2.392	5.044
700	0.365	0.365	0.635	0.830	1.537	2.642
900	0.243	0.243	0.390	0.537	1.081	1.664
1200	0.122	0.170	0.244	0.244	0.700	0.983
1600	0.073	0.073	0.146	0.196	0.432	0.570
2000	0.049	0.073	0.147	0.147	0.280	0.359
2400	0.073	0.049	0.195	0.098	0.183	0.233